



# Fluorescence plane induite par laser appliquée à l'étude d'un écoulement de convection mixte - Caractérisation et simulation

Florent Germain

## ► To cite this version:

Florent Germain. Fluorescence plane induite par laser appliquée à l'étude d'un écoulement de convection mixte - Caractérisation et simulation. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2015. Français. NNT : 2015ESMA0006 . tel-01196559

**HAL Id: tel-01196559**

**<https://theses.hal.science/tel-01196559>**

Submitted on 10 Sep 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE  
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE DE POITIERS

(Diplôme national - arrêté du 7 août 2006)

*Ecole Doctorale* : SIMMEA- Sciences et Ingénierie en Matériaux,  
Mécanique, Énergétique et Aéronautique

*Secteur de Recherche* : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

**Florent GERMAIN**

---

## Fluorescence Plane Induite par LASER appliquée à l'étude d'un écoulement de convection mixte : caractérisation et simulation

---

*Directeur de Thèse* : **Frédéric PLOURDE**  
*Co-encadrant de Thèse* : **Domnique COUTON**  
*Co-encadrant de Thèse* : **Gildas LALIZEL**

*Soutenue le 05 juin 2015, devant la Commission d'Examen*

**- JURY -**

<b>M. Frédéric GRISCH</b>	Professeur - CORIA, INSA de Rouen	(Rapporteur)
<b>M. Fabrice LEMOINE</b>	Professeur - LEMTA, Université de Lorraine	(Rapporteur)
<b>M. Pierre MILLAN</b>	Directeur - ONERA	(Examineur)
<b>M. Alexander TAYLOR</b>	Professeur - Imperial College of London	(Examineur)
<b>M. Frédéric PLOURDE</b>	Directeur de Recherche - CNRS	(Examineur)
<b>M. Gildas LALIZEL</b>	Maître de conférence - ISAE-ENSMA	(Examineur)
<b>M. Dominique COUTON</b>	Maître de conférence - Univ. Poitiers, ENSIP	(Examineur)



À Jacqueline





# Remerciements

Étrange comme l'on peut attendre avec impatience, pendant 3 ou 4 ans, de rédiger les remerciements et se trouver démuné le moment venu. Sans doute parce que l'on sait que les remerciements sont les pages les plus lues des manuscrits de thèses, ou tout du moins le plus attentivement. Il faut donc essayer d'être plaisant à lire sans pour autant sombrer dans le pompeux et surtout, surtout, n'oublier personne. Exercice rendu plus périlleux encore par la douce torpeur post-soutenance. Alors on s'ébroue, on rassemble sa concentration une dernière fois pour remercier comme il se doit tous ceux qui nous ont permis de lire aujourd'hui ces lignes.

Je tiens tout d'abord à remercier mes encadrants, Frédéric PLOURDE, Dominique COUTON et Gildas LALIZEL. On m'a souvent répété que le plus important lorsque l'on se lance dans une thèse, c'est l'encadrement : il aura été sans faille. Toujours présents pour discuter un point dur, un résultat ou un angle de rédaction, ils n'ont jamais hésité non plus à m'accompagner en salle d'expérimentation malgré la fumée, l'huile et l'obscurité. Et lors de la difficile phase de rédaction, leurs multiples relectures et corrections ont permis d'obtenir un manuscrit considérablement plus clair qu'il ne l'était initialement. Je sais à quel point toutes ces qualités sont rares parmi les encadrants. Encore merci à eux de m'avoir fait confiance, et de m'avoir consacré autant de temps et d'énergie.

Mes remerciements s'adressent aussi à M. Pierre MILLAN, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse, accompagné pour l'occasion par les deux rapporteurs de ce présent manuscrit, MM. Frédéric GRISCH et Fabrice LEMOINE, ainsi que par M. Alexander TAYLOR en tant qu'examinateur. Ils ont eu le courage de lire ce manuscrit qui manque certainement de concision, et ont éclairés le sujet et mes connaissances par la proposition de pistes de poursuite à ces travaux.

Je veux également témoigner ma gratitude aux ingénieurs de recherche Catherine FUENTES, Alain CALVERIE et Cyril ROMESTANT pour l'aide critique apportée à la réalisation du dispositif expérimental. Sans leur savoir-faire et leur disponibilité, il ne fait nul doute que les résultats obtenus auraient été compromis. De même, mes remerciements s'adressent à tout le service technique du laboratoire (Yann THOMAS, Hervé ARLAUD, Jean-Christophe FRAUDEAU, André PITEAU et Christophe QUINTARD), ainsi qu'à Dominique PETREAU pour le travail de fonderie réalisé sur la veine d'essais. Merci à Catherine LAVALLADE pour son efficacité, sa disponibilité et sa bonne humeur, qui a permis de rendre complètement transparentes toutes les formalités administratives que j'ai pu rencontrer. Et merci à mon stagiaire Pierre pour son travail remarquable, dont il verra la finalité ici.

Pour m'avoir soutenu pendant toute ma thèse et m'avoir permis de réaliser celle-ci sereinement, je ne peux assez remercier mes parents Alain et Élisabeth. Cette thèse concrétise avant tout la curiosité qu'ils m'ont poussé à cultiver et le soutien dont ils ont fait preuve pendant toutes mes études. Tout comme ils l'ont fait pour ma sœur et mon frère, Laurane et Aurèle, dont je suis extrêmement fier et que je remercie tout autant. Plus généralement, je veux remercier toute ma nombreuse famille et en particulier mes grands-parents pour m'avoir soutenu et épargné les questions classiques dont tous les thésards sont abreuvés aux repas de famille. Merci pour ça.

Merci aussi à tous les collègues et amis (devenus les mêmes au cours de ces années) qui m'ont accompagné pendant ces 4 ans au sein du laboratoire. Merci à Danilo et Fabricio pour les séances de boxe thaï et de Ju-jitsu qui ont permis de relâcher la pression de nos thèses respectives. Merci à Damien, Bastien, Pierre, Cannelle, Manh, Nicolas, Nicolas, Phu, Tung, John, Yann, Thao, Yannick, Fouad pour les barbecues, les sorties, la bonne humeur et d'avoir fait du laboratoire un lieu où il était toujours agréable de travailler même pendant les heures les plus sombres de la thèse. On notera que la brasserie Moe's n'est pas forcément étrangère à cet état de fait. Merci aussi à Antoine, Imane, Youness, Jérémy, Romain, Guillaume et Quentin d'avoir continué à me faire l'honneur de leur amitié malgré la distance et le peu de temps que j'avais à leur offrir pendant ces années. Promis, on va se rattraper.

Je tiens également à remercier tous les gens du Slack ?webeux? pour m'avoir accompagné virtuellement dans les derniers mois de la rédaction et les avoir rendus considérablement plus supportables. Cette baisse de productivité aura été accompagnée d'une baisse équivalente du niveau de stress. Merci donc aux Juliens, aux Maries, à Goulven BARON, à Christophe, Mélissa, Olivier, Nelly, Shiki, Vanessa, Captain, Michel, Ludivine, Grumpy, Yoan, Lilobase, Laurent, Kins et aux 92 (à l'heure actuelle) membres du Slack.

Enfin, merci tout particulièrement à ma chère et tendre, Lucile, qui m'aura supporté, soutenu, encouragé et remotivé pendant ces années sans faillir malgré les instants de découragement, les sautes d'humeur et les veillées jusque tard dans la nuit. Remerciements d'autant plus grands que je sais à quel point le stress ne me réussit pas...

Une fois encore, merci à tous ceux que j'ai croisé, de près comme de loin, pendant ma thèse et qui y ont nécessairement contribué d'une manière ou d'une autre.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 État de l’art de la métrologie dans les fluides</b>	<b>3</b>
1.1 Métrologie des milieux fluides anisothermes . . . . .	4
1.1.1 Métrologies intrusives . . . . .	4
1.1.2 Métrologies non intrusives (optiques) . . . . .	6
1.2 Fluorescence de l’acétone induite par LASER : théorie et mise en pratique	14
1.2.1 Théorie de la fluorescence de l’acétone . . . . .	14
1.2.2 Sensibilité de la PLIF à la mesure de température . . . . .	26
1.2.3 Mesure couplée de température et de concentration : PLIF-2 $\lambda$ . .	32
1.2.4 Couplage PIV-PLIF . . . . .	36
1.3 Conclusions bibliographiques . . . . .	37
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>39</b>
2.1 Le jet plan . . . . .	40
2.1.1 Dimensionnement de la veine d’essais . . . . .	40
2.1.2 Instrumentation thermique de la veine d’essais . . . . .	48
2.1.3 Caractérisation aérodynamique du jet plan . . . . .	49
2.2 Le cylindre chauffé . . . . .	54
2.2.1 Convection autour d’un cylindre chauffé : rappels bibliographiques	55
2.2.2 Caractérisation thermique du cylindre chauffé . . . . .	56
2.2.3 Choix des régimes de convection . . . . .	58
2.3 Dispositifs d’acquisition PIV/PLIF . . . . .	65
2.3.1 Présentation des sources LASER utilisées . . . . .	65
2.3.2 Acquisition PLIF-PIV : optiques et caméras . . . . .	73
2.3.3 Synchronisation caméras /LASERS . . . . .	78
2.4 Dispositifs d’ensemencement et montage final . . . . .	81
2.4.1 Dispositifs d’ensemencement . . . . .	81
2.4.2 Vue d’ensemble du dispositif expérimental . . . . .	84
2.5 Conclusion du chapitre . . . . .	85

<b>3</b>	<b>Etalonnage et traitement du signal</b>	<b>87</b>
3.1	Etalonnage de la PLIF- $2\lambda$ . . . . .	88
3.1.1	Description de l'écoulement choisi pour l'étalonnage et présentation des essais . . . . .	89
3.1.2	Résultats des critères d'efficacité des corrections . . . . .	91
3.1.3	Incertitude de la concentration en acétone et de la température de l'écoulement . . . . .	93
3.2	Descriptions des processus correctifs appliqués à l'imagerie PLIF . . . . .	94
3.2.1	Méthodologie . . . . .	94
3.2.2	Présentation des corrections à effectuer . . . . .	99
3.2.3	Description de la correction apportée à la réponse non-homogène des caméras intensifiées . . . . .	101
3.2.4	Influence de la correction caméra sur l'étalonnage de la PLIF . . . . .	106
3.2.5	Description de la correction de la variation d'énergie LASER tir-à-tir . . . . .	109
3.2.6	Influence de la correction de la variation d'énergie LASER tir à tir . . . . .	110
3.2.7	Soustraction du bruit de fond et autres signaux parasites . . . . .	112
3.2.8	Description de la correction de la variation de la concentration en acétone et de l'énergie LASER moyenne . . . . .	117
3.2.9	Influence de la correction de la variation de la concentration en acétone et de l'énergie LASER moyenne . . . . .	119
3.2.10	Description des corrections de la distribution spatiale d'énergie LASER . . . . .	120
3.2.11	Influence de la correction de la distribution spatiale d'énergie LASER . . . . .	125
3.2.12	Conclusion sur les processus correctifs . . . . .	128
3.3	Description des techniques développées pour augmenter le rapport signal-sur-bruit (SNR) . . . . .	128
3.3.1	Bining . . . . .	129
3.3.2	Filtrage : description des méthodes . . . . .	132
3.4	Conclusion du chapitre . . . . .	152
<b>4</b>	<b>Etude de la convection mixte : corrélation vitesse-température</b>	<b>155</b>
4.1	Rappel du dispositif expérimental utilisé . . . . .	156
4.2	Traitement des images PLIF . . . . .	158
4.3	Résultats couplés PLIF-PIV . . . . .	166

4.4	Conclusions sur la mesure PLIF- $2\lambda$ et le couplage avec la PIV . . . . .	171
<b>5</b>	<b>Modélisation de la physique de la fluorescence de l'acétone: application à la détermination des paramètres expérimentaux optimaux de la mesure de température</b>	<b>173</b>
5.1	Objectifs et démarche de modélisation . . . . .	174
5.2	Modélisation de la fluorescence de l'acétone et prise en compte de la réponse caméra . . . . .	175
5.2.1	Simulation des signaux de fluorescence . . . . .	177
5.2.2	Modélisation de la réponse des caméras . . . . .	180
5.3	Application du modèle à un écoulement virtuel . . . . .	186
5.3.1	Simulation de l'écoulement homogène . . . . .	187
5.3.2	Simulation instationnaire d'un écoulement autour d'un barreau chauffé . . . . .	193
5.4	Conclusion sur la simulation de la fluorescence . . . . .	207
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>209</b>
6.1	A propos de la PLIF- $2\lambda$ . . . . .	210
6.2	Perspectives . . . . .	213
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>216</b>
<b>A</b>	<b>Annexes</b>	<b>223</b>
A.1	Tableaux de concentrations mesurées . . . . .	223
A.2	Impact de la taille d'interrogation sur le filtrage . . . . .	225
A.3	Courbes de fluctuations PIV-PLIF : comparaison avec Boirlaud <i>et al.</i> [1]	229
A.4	Codes Matlab . . . . .	230
A.4.1	Traitement des images de fluorescence . . . . .	230
A.4.2	Simulation de la fluorescence et de la réponse caméra . . . . .	252
A.4.3	Conversion en température . . . . .	260
A.5	Bibliographie sur l'imagerie par diffusion de Rayleigh plane (PLRS) . . .	262
A.6	Expérimentations sur l'imagerie par diffusion de Rayleigh plane : mesure de champs de température sur un jet rond chauffé . . . . .	266
A.6.1	Introduction . . . . .	266
A.6.2	Experimental setup . . . . .	269
A.6.3	Image acquisition . . . . .	269

A.6.4	Images processing . . . . .	272
A.6.5	Comparison and discussion . . . . .	279
A.6.6	Conclusions and perspectives . . . . .	281

# Liste des symboles

## Valeurs adimensionnelles

$CR$	Taux de contraction du convergent
$It_u$	Intensité de turbulence longitudinale
$N_{images}$	Nombre d'images dans un lot de mesure
$R$	Constante des gaz parfaits
$S_{f_i}(x, y)$	Niveau de gris en $(x, y)$ du signal de fluorescence instantané au temps $t_i$
$S_{f_{Moy}}(x, y)$	Moyenne temporelle de $S_{f_i}(x, y)$
$\overline{S_{f_{Moy}}}$	Moyenne temporelle et spatiale de $S_{f_i}(x, y)$
$\overline{S_{f_{Insta_i}}}$	Moyenne spatiale de $S_{f_i}(x, y)$ au temps $t_i$
$\overline{S_{f_{Insta_i}}^*}$	$\overline{S_{f_{Insta_i}}}$ normalisé par sa valeur à 22°C
$\overline{S_{f_{Moy}}^*}$	$\overline{S_{f_{Moy}}}$ normalisé par sa valeur à 22°C
$X^+$	Distance longitudinale normalisée $X^+ = \frac{X}{D}$
$Y^+$	Distance verticale normalisée par le diamètre du cylindre $Y^+ = \frac{Y}{D}$
$Z^+$	Distance transversale normalisée par le diamètre du cylindre $Z^+ = \frac{Z}{D}$
$X^*$	Distance longitudinale normalisée par la largeur du jet $X^* = \frac{X}{L}$
$Y^*$	Distance verticale normalisée par la largeur du jet $Y^* = \frac{Y}{L}$
$Z^*$	Distance transversale normalisée par la largeur du jet $Z^* = \frac{Z}{L}$

## Valeurs dimensionnelles

$c$	Célérité de la lumière dans le vide $[m/s]$
$D$	Diamètre du cylindre $[m]$
$E$	Flux d'énergie LASER $[J/cm^2]$
$\Delta U$	Variation de vitesse longitudinale moyenne $[m/s]$



$\Delta U_{rms}$	Variation de fluctuations de vitesse longitudinale [ $m/s$ ]
$\Delta V$	Variation de vitesse verticale moyenne [ $m/s$ ]
$\Delta V_{rms}$	Variation de fluctuations de vitesse verticale [ $m/s$ ]
$dV_c$	Volume de collection optique [ $cm^3$ ]
$h$	Constante de Planck [ $J.s$ ]
$k$	Constante de Boltzmann [ $bar$ ]
$P$	Pression [ $bar$ ]
$P_{sat}$	Pression de vapeur saturante [ $bar$ ]
$S_0$	Etat fondamental singulet [ $cm^{-1}$ ]
$S_1$	Premier état excité singulet [ $cm^{-1}$ ]
$S_f$	Fluorescence de l'acétone [ $photons$ ]
$S_f^*$	Fluorescence de l'acétone par molécule [ $photons/mol.actone$ ]
$S_f^+$	Fluorescence de l'acétone par unité de fraction molaire [ $photons/frac.mol.actone$ ]
$T$	Température [ $K$ ]
$T_1$	Premier état triplet [ $cm^{-1}$ ]
$T_{Amb}$	Température ambiante [ $K$ ]
$T_{cyl}$	Température de paroi du cylindre [ $K$ ]
$U$	Vitesse longitudinale moyenne [ $m/s$ ]
$U_{rms}$	Fluctuations de vitesse longitudinale moyenne [ $m/s$ ]
$V$	Vitesse verticale moyenne [ $m/s$ ]
$V_{rms}$	Fluctuations de vitesse verticale [ $m/s$ ]
$W$	Vitesse transversale moyenne [ $m/s$ ]

### Lettres grecques

$\eta_{opt}$	Efficacité de collection optique
$\chi_{acetone}$	Fraction molaire d'acétone

$\lambda$	Longueur d'onde [ $nm$ ]
$\Phi\left(\lambda, T, P, \sum_i \chi_i\right)$	Rendement de fluorescence (ou efficacité quantique de fluorescence)
$\rho$	Masse volumique [ $g/cm^3$ ]
$\sigma_{Mie}$	Section efficace de diffusion de Mie [ $cm^2$ ]
$\sigma(\lambda, T)$	Section efficace d'absorption de l'acétone [ $cm^2$ ]
$\sigma_{Moy}$	Ecart type de $S_{f_{Moy}}(x, y)$ par rapport à $\overline{S_{f_{Moy}}}$
$\sigma_{Insta_i}$	Ecart type de $S_{f_i}(x, y)$ par rapport à $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$
$\overline{\sigma_{Insta_i}^*}$	Ecart type pixel à pixel moyen $\overline{\sigma_{Insta_i}} = \frac{\sigma_{Insta_i}}{\overline{S_{f_{Moy}}}}$
$\sigma_{InstaMoy}$	Variation de $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$ par rapport à $\overline{S_{f_{Moy}}}$
$\sigma_{Moy}^*$	$\sigma_{Moy}$ normalisé par sa valeur à 22°C
$\overline{\sigma_{Insta_i}^*}$	Ecart type pixel à pixel moyen $\overline{\sigma_{Insta_i}} = \frac{\sigma_{Insta_i}}{\overline{S_{f_{Moy}}}}$
$\Theta$	Température normalisée $\Theta = \frac{T - T_{Amb}}{T_{cyl} - T_{Amb}}$
$\Theta_{RMS}$	Fluctuations de température normalisée

### Nombres adimensionnels

$Re$	Nombre de Reynolds
$Ri$	Nombre de Richardson
$Stk$	Nombre de Stokes

### Abréviations

CCD	Charge-Coupled Device, technologie de capteur
COMIFO	Projet CONvection MIXte et Forcée autour d'un Obstacle chauffé : métrologie et modèles réduits pour le contrôle
DNS	Direct Numerical Simulation, simulation numérique directe
FNRAE	Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace
ICCD	Intensified Charge-Coupled Device, technologie de capteur
LCT	Thermographie par Cristaux Liquides

---

LDV	LASER Doppler Velocimetry, anémométrie Doppler LASER
LES	Large Eddy Simulation, simulation des grandes échelles.
LIE	Limite Inférieure d'Explosivité
LSE	Limite Supérieure d'Explosivité
MIM	Méthode d'Identification Modale
PIT	Thermographie par Imagerie de Particules
PIV	Particles Imaging Velocimetry, vélocimétrie par imagerie de particules
PLIF-2 $\lambda$	PLIF à deux longueurs d'onde
(P)LIF	(Planar) LASER Induced Fluorescence, fluorescence induite par (plan) LASER
PLRS	Planar LASER Rayleigh Scattering, imagerie par diffusion de Rayleigh plane
POD	Proper Orthogonal Decomposition, décomposition orthogonale aux valeurs propres
SNR	Signal-to-Noise Ratio, ratio signal sur bruit

---

---

# Introduction

Les travaux présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans la continuité d'études préalables réalisées au sein de l'Institut PPrime, département FTC (Fluide, Thermique, Combustion), axe COST (Convection, Optimisation, Systèmes Thermiques). Elles visaient à mieux comprendre les mécanismes qui régissent la convection forcée et/ou mixte, et font suite au projet COMIFO ("CONvection MIXte et Forcée autour d'un Obstacle chauffé : métrologie et modèles réduits pour le contrôle"), inscrit dans le programme de recherche Maîtrise de l'environnement thermique, porté et financé par la Fondation de Recherche pour l'Aéronautique et l'Espace (FNRAE).

Ce projet était axé sur l'étude d'écoulement de convection forcée/mixte autour d'un cylindre chauffé, à travers un dispositif expérimental qui comprenait des mesures de vitesse (PIV) et de température (thermocouples fins) pour la création d'une base de données, ainsi que des simulations fines (LES, DNS) et d'ordre faible (MIM, POD) pour le contrôle. Si les résultats du projet COMIFO sont indéniables, grâce aux travaux de Mathieu Boiraud [1], les limites métrologiques ne permettaient pas d'obtenir toutes les informations désirées, particulièrement dans le cas de la convection mixte, où les champs de température instantanés étaient hors de portée.

Pour la poursuite des travaux, l'accent a donc été mis sur la recherche d'une technique métrologique permettant d'obtenir simultanément les champs de vitesse et de température instationnaires. Parmi celles existantes, deux se sont imposées comme étant les plus à même de convenir : la première est la PLIF acétone, ou Fluorescence Induite de l'acétone par Plan LASER. Elle repose sur la fluorescence de l'acétone, utilisée comme traceur dans l'écoulement d'air, par un laser ultraviolet. La fluorescence obtenue est dépendante de la température de l'écoulement (ainsi que de la pression et de la concentration en acétone) et peut être enregistrée sur un champ complet si la source LASER est une nappe. La seconde technique, la PLRS ou Imagerie par Diffusion de Rayleigh Plane, repose sur la diffusion de Rayleigh des molécules là-aussi excitées par un faisceau LASER ultraviolet. Cette diffusion s'avère également dépendante de la température. Après de plus amples études et différents essais exploratoires, c'est la PLIF à deux longueurs d'ondes (utilisant donc deux sources LASER de longueurs d'ondes différentes) qui a finalement été retenue comme métrologie pour poursuivre l'étude de la convection mixte autour d'un cylindre chauffé. Toutefois, certaines limitations et difficultés de mise en œuvre sont apparues au cours de ces recherches préliminaires, limitant les possibilités d'application et la précision des mesures. Ces contraintes étant directement liées aux paramètres de la PLIF, nous avons alors cherché à caractériser leur influence sur la PLIF- $2\lambda$  couplée à des mesures simultanées de PIV, dans l'optique de réaliser des mesures sur un écoulement de convection mixte autour d'un cylindre chauffé qui présenterait des similitudes avec l'écoulement étudié lors du projet COMIFO.

---

De fait, le présent travail se découpe en cinq parties ainsi réparties :

- Un bref chapitre bibliographique présente les différentes métrologies actuellement disponibles pour la mesure instantanée de température et de vitesse, avant de se focaliser sur la PLIF et sa variante employée ici, la PLIF-2 $\lambda$ .
- Le chapitre suivant présente en détails le dispositif expérimental pour l'étude de la convection mixte constitué du jet plan et du cylindre chauffé, ainsi que sa caractérisation aérothermique. Les différents régimes, les températures et les dispositifs de mesure standards y sont détaillés. De même, le dispositif d'acquisition PLIF (LASER et caméras, ainsi que les dispositifs de synchronisation) est présenté en détails.
- Le troisième chapitre concerne l'étalonnage de la mesure PLIF et les différentes étapes nécessaires à l'acquisition des champs instantanés de température . Les corrections à appliquer à chacune des étapes et leur influence sur la précision de la mesure y sont détaillées, afin de fixer le protocole de post-traitement optimal pour les mesures expérimentales sur le cylindre chauffé.
- Le quatrième chapitre présente les mesures couplées de température et vitesse réalisées dans le sillage du barreau chauffé. La précision des mesures instantanées et des valeurs moyennes est estimée. Les résultats sont comparés à la littérature.
- Enfin, un modèle mathématique de la fluorescence et des caméras est présenté. Il est utilisé pour générer des images numériques de fluorescence à partir d'écoulements homogènes simulés, et ce en fonction de la température, de la longueur d'onde, de l'énergie LASER ainsi que des paramètres des caméras, de manière à simuler avec précision les résultats expérimentaux. Ainsi, les paramètres optimaux pour la PLIF-2 $\lambda$  peuvent être déterminés et appliqués à une simulation de l'écoulement étudié (régime mixte et forcé), afin d'en déterminer la précision théoriquement atteignable.

Enfin, le présent mémoire se clôt par une conclusion sur les travaux menés, une synthèse des principaux résultats obtenus et une discussion sur les perspectives envisageables pour le développement de la PLIF-2 $\lambda$  pour la mesure de champs scalaires stationnaires en régime de convection à faible gradient de température.

# Chapitre 1

## État de l'art de la métrologie dans les fluides

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Métrologie des milieux fluides anisothermes . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1	Métrologies intrusives . . . . .	4
1.1.2	Métrologies non intrusives (optiques) . . . . .	6
1.1.2.1	Diffusions élastiques : PIV, LDV, PLRS . . . . .	7
1.1.2.2	Diffusions inélastiques : LTC, PLT, PLIF . . . . .	10
1.1.2.3	Choix des métrologies thermiques optiques . . . . .	13
<b>1.2</b>	<b>Fluorescence de l'acétone induite par LASER : théorie et mise en pratique . . . . .</b>	<b>14</b>
1.2.1	Théorie de la fluorescence de l'acétone . . . . .	14
1.2.1.1	Propriétés physiques de l'acétone . . . . .	14
1.2.1.2	Photo-physique et fluorescence de l'acétone . . . . .	15
1.2.2	Sensibilité de la PLIF à la mesure de température . . . . .	26
1.2.2.1	Influence de l'énergie LASER . . . . .	26
1.2.2.2	Influence de la caméra intensifiée . . . . .	29
1.2.2.3	Influence de l'inhomogénéité de concentration . . . . .	30
1.2.3	Mesure couplée de température et de concentration : PLIF-2 $\lambda$ . . . . .	32
1.2.4	Couplage PIV-PLIF . . . . .	36
<b>1.3</b>	<b>Conclusions bibliographiques . . . . .</b>	<b>37</b>

---



## 1.1 Métrologie des milieux fluides anisothermes

La compréhension des mécanismes au sein d'un système est intrinsèquement liée à la capacité à en observer les différents éléments et leur évolution au cours du temps. En mécanique des fluides, les états physiques des molécules qui composent le gaz ou le liquide étudié déterminent son comportement macroscopique. De la connaissance de ces états physiques à différents instants et en différents endroits, est déduite les lois mathématiques décrivant ces comportements et prévoyant leurs évolutions futures. Pour un fluide newtonien, on recense plusieurs de ces états macroscopiques : l'agitation moléculaire, le déplacement des molécules associé à la définition statistique de la température, leurs quantités dans un volume défini et leurs natures physicochimiques. Les différents états microscopiques se traduisent par des grandeurs intensives macroscopiques plus familières aux mécaniciens des fluides : température, vitesse, pression et composition. Leur connaissance en tout point et tout instant permettent théoriquement une description complète de l'écoulement du fluide et la prédiction des futurs états physiques.

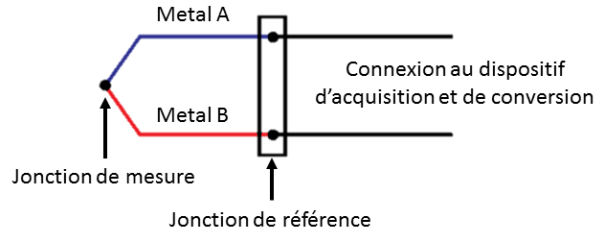
S'il est difficilement concevable d'obtenir ces informations à partir de la connaissance de chaque molécule fluide, on peut toutefois y parvenir à une échelle supérieure, à l'aide d'une mesure au sein d'un volume défini. Des solutions techniques existent pour ainsi sonder un écoulement. Le thermocouple renseigne sur la température, le fil chaud sur la vitesse et le tube de Pitot indique la pression. Ces techniques, parmi de nombreuses autres, appartiennent à la discipline qu'est la métrologie : la science des mesures et des applications qui en découlent.

La métrologie des milieux fluides est essentielle et en constante évolution pour permettre une connaissance toujours plus fine du milieu à étudier. Si on pouvait autrefois se contenter de quelques mesures moyennes sur un important volume du fluide, les spécialistes de cette discipline œuvrent aujourd'hui à proposer une description complète, instantanée et en tout point du volume fluide. En particulier, depuis ces 30 dernières années, la métrologie en mécanique des fluides se concentre sur le développement de méthodes dites "non-intrusives" car ayant recours à des mesures optiques LASER pour obtenir les grandeurs intensives de l'écoulement.

Afin de mieux saisir les progrès réalisés dans ce domaine et à quel point la métrologie optique est aujourd'hui capitale pour les mécaniciens du fluide, nous allons dans un premier temps revenir en détails sur les principales métrologies en aérothermique.

### 1.1.1 Métrologies intrusives

Les principales techniques de mesure de vitesse, température, pression et composition des fluides se distinguent en deux catégories. La première regroupe les méthodes dites intrusives, nécessitant la présence d'un capteur physiquement au sein de l'écoulement et pouvant introduire une perturbation, même mineure, dans celui-ci. De fait, l'écoulement en aval est modifié par la présence du capteur induisant ainsi un biais de mesure. Dans cette catégorie se retrouvent les techniques de mesure les plus communes (et parfois les plus aisées) à mettre en œuvre : thermocouples, tubes de Pitot, fils chauds et fils froids.



**Figure 1** - Schéma de principe d'un thermocouple. La température de la jonction de référence est connue. La nature des métaux (coefficient de Seebeck) détermine les paramètres de conversion pour la détermination de la température.

Les thermocouples sont constitués de deux fils métalliques d'une composition différente, reliés ensemble à l'extrémité utilisée pour la mesure (jonction de mesure). À l'autre extrémité, ils sont reliés à des fils de cuivre : c'est la jonction froide ou jonction de référence (figure 1). La différence de température entre la jonction de mesure et la jonction de référence génère une tension au niveau de la jonction de référence (dont la température doit être connue). Les fils de cuivre transmettent cette tension à la centrale d'acquisition qui convertit alors la tension en température en fonction des métaux utilisés (coefficient de Seebeck) et de la température de référence. Ils sont très précis (1 K à 0,1 K selon la capacité à contrôler la température de référence) et se déclinent en différents métaux selon la gamme de température à mesurer et les conditions expérimentales. Ils peuvent atteindre des dimensions de l'ordre de la dizaine de microns pour permettre des profils fins de température sur une petite distance, comme pour caractériser une couche limite par exemple. La fréquence de coupure est dépendante de la taille du thermocouple. Les temps de réponse peuvent être inférieurs à la centaine de millisecondes. Les thermocouples les plus utilisés sont de type K, constitués de Chromel et d'Alumel, avec une gamme de mesure de  $-200^{\circ}\text{C}$  à  $+1250^{\circ}\text{C}$ . De part sa précision et son usage simple, le thermocouple est souvent utilisé pour obtenir des températures de référence et de contrôle. C'est le cas dans notre étude et le dispositif sera détaillé dans le chapitre 3.

L'anémométrie fil chaud ou la thermométrie fil froid permettent, selon la configuration, une mesure à haute fréquence de la vitesse (fil chaud) ou de la température de l'écoulement (fil froid). Un fil métallique (tungsten, platine rhodié à 10%, etc.) fin (de l'ordre de quelques microns), est tendu entre deux broches et relié à un pont de Wheastone adaptatif (figure 2). La résistance électrique du fil varie fortement en fonction de la température. Dans le cas "fil chaud", un courant continu traverse le fil métallique, chauffant celui-ci. Plongé dans l'écoulement, les transferts convectifs entre le fil et l'écoulement modifient la température du fil et donc la résistance électrique. Ce principe permet de mesurer la vitesse de l'écoulement après calibration.

De même, la résistance électrique d'un fil froid (i.e. faiblement chauffé par effet Joule) positionné dans un écoulement turbulent anisotherme varie avec la température, ce qui permet d'obtenir cette fois la température locale instantanée de l'écoulement. La résistance électrique du fil métallique constituant la sonde est donnée dans l'équation 1,

$$R = R_0[1 + \chi(T_w - T_0)] \quad (1)$$

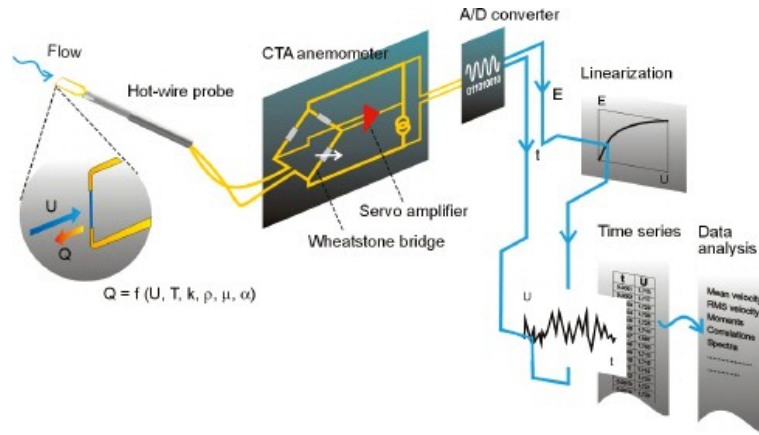
avec  $R_0$  la résistance initiale à la température de référence (en  $\Omega$ )  $T_0$ ,  $T_w$  la tempéra-

ture du fil plongé dans l'écoulement et  $\chi$  le coefficient de température de la résistivité du matériau de la sonde (en  $Ohm/K$ ). Pour connaître la température de l'écoulement locale, on fait circuler un léger courant dans le fil ( $I \approx 0.1$  mA). Sa température est alors légèrement supérieure à celle, locale, de l'écoulement. L'écart  $\Delta T_{mes}$  peut ainsi s'écrire :

$$\Delta T_{mes} = T_w - T_g = \frac{R_0 [1 + \chi(T_w - T_0)] I^2}{l Nu \lambda_g \pi} \quad (2)$$

avec  $l$  la longueur du fil en mètres,  $T_g$  la température locale de l'écoulement en degrés Kelvin,  $\lambda_g$  la conductivité thermique du fluide en Watt par mètre-Kelvin et  $Nu$  le nombre de Nusselt de l'écoulement autour de la sonde. Par conséquent, après un étalonnage des températures, on peut déterminer  $\Delta T_{mes}$  à partir de l'intensité circulant dans le fil.

Son principal avantage vis à vis du thermocouple est la haute fréquence d'échantillonnage qu'il propose liée à la taille plus fine du fil (de 0,7 à quelques microns), ce qui permet une analyse spectrale des structures temporelles convectées par l'écoulement à différentes échelles. Le point faible de cette technique réside toutefois dans le fait qu'il faille nécessairement des échanges convectifs forcés autour du fil. Ainsi, dans le cas d'un écoulement à basse vitesse (convection naturelle ou mixte), le fil froid n'est pas utilisable.

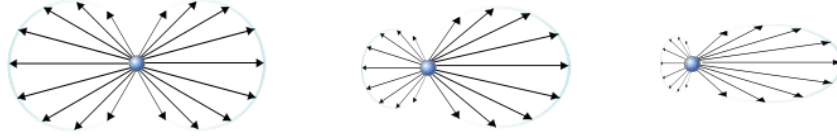


**Figure 2** - Représentation de la chaîne d'acquisition complète de l'anémométrie par fil chaud [2].

### 1.1.2 Métrologies non intrusives (optiques)

La seconde catégorie des techniques de mesure les plus utilisées sont dites non-intrusives ou optiques car elles n'ont aucune influence sur l'écoulement (ou du moins une influence négligeable). Elles utilisent principalement des excitations LASER dans le visible ou le proche UV. Ces techniques sont basées sur les interactions rayonnement matière (particules ou atomes / molécules). Dans le cas où des particules sont introduites dans l'écoulement, on parle de fluide ensemencé. Ces interactions sont dites élastiques (diffusion Rayleigh, diffusion de Mie) ou inélastiques (diffusion Raman, fluorescence induite). On appelle interaction élastique une interaction dont l'énergie totale est conservée pendant l'interaction: le rayonnement diffusé par les particules a ainsi la même longueur d'onde que le rayonnement incident  $\lambda_0$ . Lorsque la longueur d'onde du rayonnement incident est de l'ordre de grandeur de la taille des particules, on obtient un régime de diffusion de Mie. Si  $\lambda_0$  est très petit devant la taille des particules, on obtient un

régime de diffusion Rayleigh. La diffusion de Mie est aussi une interaction élastique et le rayonnement diffusé à la même longueur d'onde que le rayonnement incident. Toutefois, contrairement à la diffusion Rayleigh où les directions de diffusion sont presque isotropes, la diffusion de Mie présente des directions privilégiées qui dépendent de la taille de la particule diffusante, comme on peut le voir sur la figure 3.



**Figure 3** - Variation des directions de diffusion élastique en fonction du régime de diffusion et de la taille des particules, (a) diffusion Rayleigh, (b) diffusion de Mie sur des "petites particules" et (c) diffusion de Mie sur des particules plus "grosses".

La section efficace de diffusion de Mie dépend uniquement de la taille caractéristique de la particule, noté  $a$ , comme le montre l'expression 3.

$$\sigma_{Mie} \approx \frac{160\pi^5}{3} \frac{a^6}{\lambda_0^4} \quad (3)$$

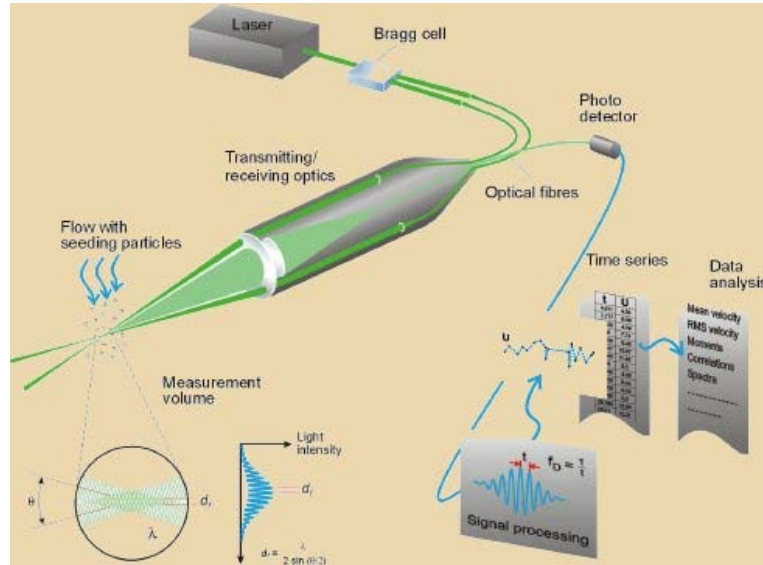
Ainsi, la quantité de rayonnement diffusée est très dépendante de la taille de la particule ( $a^6$ ). La diffusion de Mie est principalement utilisée pour mesurer la vitesse de particules (ensemencement), grâce aux "spots" de diffusion de Mie des particules présentes dans l'écoulement. C'est ce principe qui est utilisé pour les mesures de Vélocimétrie par Images de Particules ou d'Anémométrie Doppler Laser. La diffusion de Mie est également utilisée pour déterminer des tailles de particules dans des études de spray diphasique par exemple.

### 1.1.2.1 Diffusions élastiques : PIV, LDV, PLRS

La métrologie LASER de vitesse la plus ancienne et la plus utilisée demeure l'Anémométrie Doppler LASER, ou LDV. Comme son nom l'indique, elle repose sur le principe de l'effet Doppler pour mesurer la vitesse de l'écoulement. Le choix des tailles des particules est très important pour qu'elles suivent parfaitement les lignes de courant de l'écoulement (Nombre de Stokes :  $Stk \ll 1$ ). Deux faisceaux LASER monochromatiques se croisent et forment un volume de franges d'interférence, dont la lumière diffusée par les particules est analysée par un photomultiplicateur en fonction du temps. Le passage alterné des particules dans les franges sombres et brillantes permet d'estimer la vitesse des particules dans le volume de mesure (figure 4), en fonction de l'expression 4.

$$U = \frac{\lambda(f_s - f_B)}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (4)$$

avec  $U$  la vitesse mesurée en  $m/s$ ,  $\lambda$  la longueur d'onde des LASERs en  $nm$ ,  $f_s$  la fréquence Doppler mesurée en  $Hz$ ,  $f_B$  la fréquence en  $Hz$  de la cellule de Bragg utilisée et  $\theta$  l'angle entre les deux faisceaux LASER, en radians.

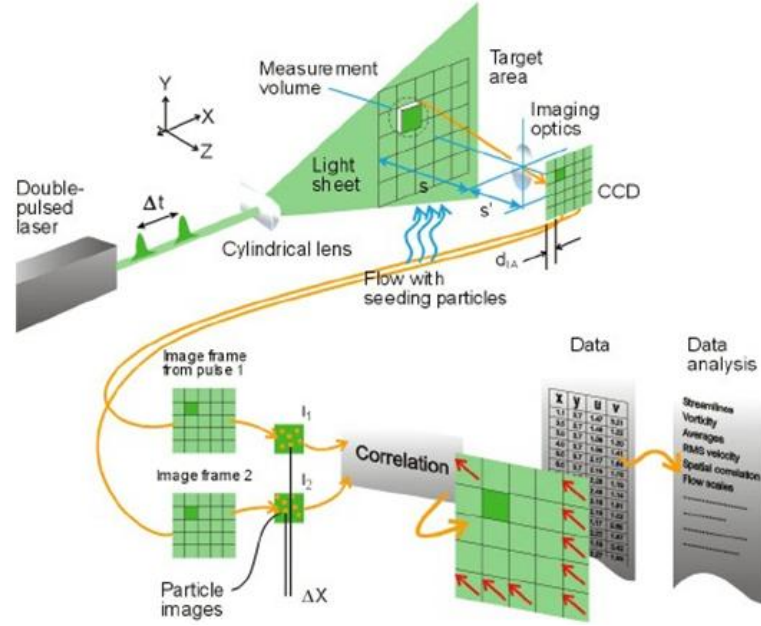


**Figure 4** - Schéma général du dispositif de LDV. On notera que dans la plupart des applications modernes, les optiques qui collectent la diffusion des particules sont intégrées dans le même élément d'où émergent les faisceaux laser, ce qui diminue l'encombrement [2].

Cette technique permet ainsi une mesure ponctuelle et à haute fréquence (jusqu'à 40 MHz) en n'importe quel endroit de l'écoulement, du moment qu'un accès optique est disponible. L'adjonction de deux autres lasers de longueurs d'ondes différentes (et d'autant de dispositifs de mesure correspondants), focalisés au même point dans l'écoulement, permet la mesure des trois composantes de vitesse de l'écoulement avec un encombrement réduit.

Toujours pour la mesure de vitesse, une autre technique non-intrusive basée sur la diffusion de Mie est aujourd'hui devenue très commune : la Vélocimétrie par Imagerie de Particules, ou PIV. Là aussi, l'écoulement nécessite généralement d'êtreensemencé. Mais à l'inverse de la LDV qui utilise un laser continu, la PIV nécessite une source LASER pulsée. Un plan laser illumine brièvement l'écoulement ( $\approx 10$  ns) et une image "figée" des particules dans l'écoulement est ainsi réalisée de manière synchrone avec la caméra placée orthogonalement. Une seconde est obtenue quelques microsecondes à quelques millisecondes après la première. Les différences des positions des particules sur les deux images entre les deux tirs laser témoignent du déplacement de celles-ci pendant l'intervalle entre les images caméra. Un algorithme dit d'inter-corrélation est ensuite appliqué sur les doublets d'images pour estimer les déplacements les plus probables des particules dans des fenêtres d'interrogation. On obtient ainsi un champ de vecteurs vitesse instantanée (figure 5).

De par sa nature, la PIV est donc une mesure bi-dimensionnelle (composantes de vitesse  $U$  et  $V$ ), et peut également être temporellement résolue si la fréquence d'acquisition est compatible avec les fréquences présentes dans l'écoulement. La PIV permet d'obtenir des champs de vitesse instantanés de grande taille, là où d'autres méthodes demeurent ponctuelles et moyennées temporellement. Des versions plus sophistiquées de la PIV, dite Stéréo-PIV (2D, 3 composantes) ou Tomo-PIV (3D, 3 composantes), utilisent deux



**Figure 5** - Principe de fonctionnement de la PIV [2].

caméras (ou plus) synchronisées avec le laser et décalées d'un angle précis avec le plan de mesure. Offrant des fréquences d'acquisition comprises entre 4 et 10 000 Hz, la PIV est devenue incontournable pour l'étude des phénomènes instationnaires en mécanique des fluides. Mais comme la LDV, la PIV présente l'inconvénient de nécessiter un ensemencement pour fonctionner, ce qui n'est pas toujours possible pour étudier des écoulements confinés ou pour des fluides particuliers. De plus, lorsque les vitesses sont très importantes (chocs soniques), ou lorsque l'écoulement ne doit présenter aucune impureté, ces méthodes ne sont plus adaptées. L'utilisation des molécules du fluide est alors possible à travers la diffusion Rayleigh (par plan) LASER.

Cette méthode, la diffusion de Rayleigh, repose sur la diffusion élastique des molécules du gaz plutôt que sur celle de particules ensemencées. Sous l'effet du rayonnement LASER, les molécules, d'une dimension très inférieure à la longueur d'onde, vont réémettre la lumière de façon diffuse et isotrope : on parle de diffusion Rayleigh. L'intensité de la diffusion Rayleigh est dépendante de la vitesse d'agitation moléculaire, de la température ou de la pression. Par effet Doppler des molécules, on peut identifier par spectrométrie d'émission un décalage dans la longueur d'onde ré-émise et déduire ainsi la vitesse du fluide ou même visualiser une onde de choc [3, 4]. Enfin la diffusion Rayleigh permet également, dans certaines conditions, d'obtenir la température du milieu étudié. Cependant, la mise en œuvre d'un banc d'essais de diffusion Rayleigh demeure complexe et impose de nombreuses contraintes sur la technique de mesure, le traitement des images et la précision obtenue.

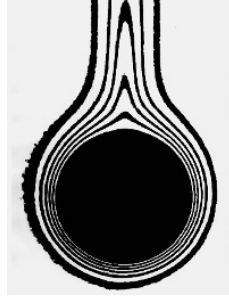
En interférométrie, le principe est d'utiliser la variabilité de l'indice de réfraction  $n$  du milieu fluide en fonction de la température, donnée par la relation empirique de Gladstone-Dale:

$$(n - 1)T = K'P \quad (5)$$

où  $K'$  est une constante empirique et  $P$  la pression de l'environnement (en bar). Il suffit de créer un motif optique et de le "transporter" à travers le fluide anisotherme. Le motif ensuite projeté sur un écran, est déformé en fonction du trajet optique suivi par les rayons lumineux, et donc du gradient de température présent dans le fluide. Le motif utilisé est principalement un système de franges d'interférence généré par différents types d'interféromètres: Mach-Zender, Michelson, etc. Un exemple d'image d'interférométrie produite dans un écoulement de convection naturelle autour d'un cylindre chauffé est proposé sur la figure 6. Contrairement à une technique de plan LASER, l'interférométrie est une mesure intégrant la totalité du chemin optique sur la totalité du volume de l'expérience. On peut montrer que la température peut se calculer selon la relation:

$$T = \frac{T_p}{\frac{2\eta R \lambda T_p}{3rZP} + 1} \quad (6)$$

où  $T_p$  est la température de la paroi chaude en Kelvin,  $\eta$  le déplacement local de la frange d'interférence en  $mm$ ,  $R$  la constante des gaz parfait,  $Z$  la longueur du volume de mesure contenant l'écoulement anisotherme en  $mm$ ,  $r$  la réflectivité de l'air et  $P$  la pression absolue du milieu en bar. Dans le cas d'écoulement axisymétrique, il est possible d'obtenir les informations radiales à partir d'une transformation d'Abel par exemple mais dans le cas d'écoulement tridimensionnel, il est très difficile de "reconstruire" le champ de température locale.



**Figure 6** - Image d'interférométrie produite dans un écoulement de convection naturelle autour d'un cylindre chauffé [5].

### 1.1.2.2 Diffusions inélastiques : LTC, PLT, PLIF

Pour obtenir des mesures de température, d'autres méthodes non-intrusives se sont depuis peu développées. L'écoulement estensemencé à l'aide d'un traceur sensible à la lumière (LASER). La réponse à cette excitation est une fonction de la température et est enregistrée à l'aide d'une caméra. Un étalonnage permet d'obtenir la température de chaque pixel et ainsi un champ de température instantané. De nombreuses techniques reposant sur ce principe existent. Nous traiterons ici des trois principalement rencontrées en mécanique des fluides expérimentale : la Thermographie par Cristaux Liquides (LTC), la Thermographie par Imagerie de Particules (PIT), et la Fluorescence Induite par Plan LASER (PLIF).

La première méthode repose sur l'utilisation de particules appelées "cristaux liquides thermochromes", qui ont la particularité de réfléchir la lumière de différentes manières

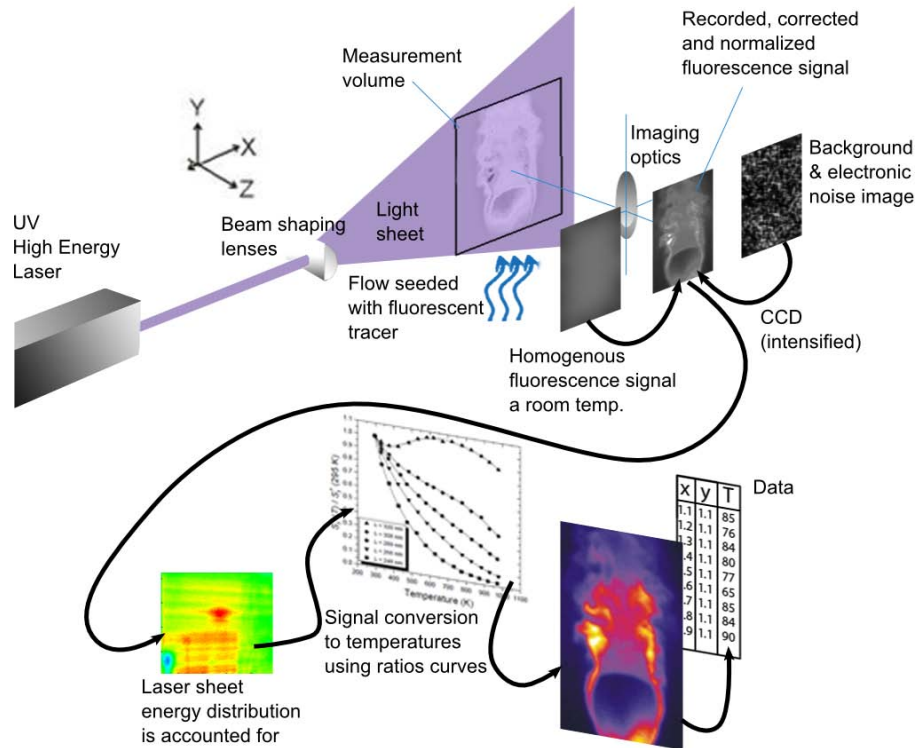


selon la température : les cristaux s'arrangent en phases au sein du liquide, dont les configurations varient avec la température. La phase "nématique hélicoïdale" présente ainsi un arrangement en hélice, dont le "pas"  $p$  diminue généralement lorsque la température augmente. Dans cette phase, les cristaux réémettent la lumière de façon sélective à une longueur d'onde dépendante du pas de l'hélice et de l'angle  $\theta$  du rayon incident ( $\lambda_0 = n_{\text{indice}} p \theta$ ). A l'aide d'une caméra, on peut ainsi observer l'évolution des couleurs à la surface des particules du traceur et en déduire la température après étalonnage. Des précisions de l'ordre de 0.1 K [6] sont ainsi accessibles pour des champs de température instantanés. Enfin, ces particules peuvent également être utilisées pour obtenir simultanément des champs de vitesse en corrélant leurs positions à deux instants différents, à l'instar de la PIV. Toutefois, la nature des cristaux restreint leur application aux liquides, les seuls à même d'entraîner de façon satisfaisante les cristaux avec l'écoulement.

La Thermographie par Imagerie de Particules (PIT, ou PIV Thermographique) repose elle aussi sur l'ensemencement de l'écoulement. Des particules phosphorescentes (en céramique dopée aux métaux rares) sont illuminées par un plan laser UV. Excitées, ces particules phosphorescent. La durée de vie de cette phosphorescence est directement fonction de la température des particules. Si un laser UV est nécessaire pour l'excitation, la phosphorescence a lieu dans le spectre visible, ce qui rend l'acquisition aisée et peu coûteuse. En principe, l'adjonction d'un laser de PIV standard (532 nm) est également possible afin d'obtenir simultanément les champs de vitesse. En l'occurrence, il a été montré qu'il était possible d'acquérir simultanément des champs instantanés de vitesse et température avec cette technique et ce jusqu'à des fréquences de 3 kHz [7]. Par ailleurs, les particules résistent aux milieux réactifs et à de très hautes températures à l'inverse des particules d'huile utilisées en PIV standard par exemple ( $T < 150^\circ\text{C}$  [8]). Toutefois, la toxicité des fines billes de céramique (d'un diamètre de 2  $\mu\text{m}$ ) interdit son utilisation dans un milieu ouvert et impose un dispositif de récupération des billes.

Enfin la technique la plus courante demeure la Fluorescence Induite par Laser, ou LIF. Elle nécessite également un traceur et un capteur optique. Elle présente l'intérêt de pouvoir être utilisée dans un liquide ou dans un gaz et dans des conditions très variées (milieux réactifs ou inertes, écoulements ouverts ou confinés). Sa version bidimensionnelle, la PLIF (Planar LASER Induced Fluorescence), nécessite une caméra à haute sensibilité et permet la visualisation de la fluorescence sur des champs de grande taille. Le principe est illustré dans la figure 7. La mesure repose sur l'analyse de la fluorescence émise par le traceur dans l'écoulement juste après l'excitation LASER. L'absorption de l'énergie LASER par le traceur provoque une augmentation du peuplement des niveaux d'énergie supérieurs des atomes du traceur. Après quelques nanosecondes, ceux-ci retournent à un état d'énergie inférieur selon plusieurs transitions énergétiques : desexcitation par collisions, extinction ("quenching"), transition vers un autre état métastable ou émission de photons (fluorescence et phosphorescence). Les proportions de ces différentes transitions énergétiques sont propres au traceur et aux grandeurs intensives que sont la température, la pression et la concentration du traceur dans l'écoulement. Le signal de fluorescence collecté par la caméra décroît sur un temps très court en fonction de la température (à pression ou concentration constantes) ce qui permet à l'aide d'un étalonnage, de déterminer la température locale de l'écoulement. A température et concentration constantes, l'analyse de la fluorescence renseigne sur la pression. A pression et température constantes, c'est la concentration qui est déduite du signal obtenu. Ainsi,





**Figure 7** - Principe de fonctionnement de la PLIF, l'application plane de la méthode plus générale de la LIF (Fluorescence Induite par Laser).

en fixant deux variables d'état, il devient possible de déterminer la troisième variable. Certaines méthodes dites "à deux longueurs d'ondes" permettent même de déterminer deux grandeurs dès lors que la troisième est fixée.

Dans l'eau, la rhodamine est typiquement utilisée pour son important rendement quantique de fluorescence, approchant les 99% de l'énergie apportée. Elle peut par ailleurs être excitée par un LASER à 532 nm, soit la longueur d'onde utilisée en PIV. En utilisant la PLIF dans de l'eau, de nombreuses études ont ainsi permis d'obtenir des champs moyens et instantanés de température dans des écoulements turbulents avec des précisions de l'ordre du Kelvin [9] et de les coupler à des mesures PIV [10]. Dans les écoulements gazeux, la LIF présente un intérêt particulier car elle permet selon le traceur utilisé de travailler en milieu ouvert à l'inverse de la Thermométrie par Imagerie de Particules (PIT), ce qui la rend seule utilisable dans certains écoulements. En milieu réactif, la LIF et la PLIF sont très employées car la combustion génère des radicaux libres OH, CH et NO, qui sont naturellement fluorescents sous certaines longueurs d'onde UV. L'ensemencement d'un traceur n'est donc pas nécessaire. Toutefois, ces radicaux présentent un spectre d'absorption très étroit, ce qui nécessite des LASERS UV à colorants pour pouvoir régler la longueur d'onde d'excitation au dixième de nanomètre près. Par ailleurs, le spectre de fluorescence se situe lui aussi dans la gamme UV et impose ainsi d'utiliser une caméra sensible dans l'UV équipée d'optiques transparentes

dans l'UV et de filtrer la longueur d'onde d'excitation lors de l'acquisition pour éliminer tout signal parasite. Les milieux réactifs présentent des gradients de température très élevés et des contrastes importants peuvent ainsi être mesurés. Avec l'équipement adéquat, il est alors possible d'observer les structures de combustion (fronts de flamme, structures cohérentes)[11], les zones imbrulées et d'obtenir des champs instantanés de température et/ou de pression locales [12, 13, 14].

Dans l'air ou dans les gaz non réactifs, plusieurs traceurs gazeux peuvent être utilisés. Le toluène présente un intérêt de par sa similarité physique avec d'autres gaz réactifs, ce qui en fait un traceur de choix dans les applications visant à simuler et observer le mélange au sein d'une chambre de combustion [15, 16]. Mais sa toxicité et sa faible fluorescence expliquent que les traceurs généralement utilisés font partie de la famille des cétones ; les plus utilisés sont le 3-pentanone et l'acétone. Ils présentent des comportements assez similaires (fluorescence, phosphorescence) mais ont des efficacités quantiques particulièrement faibles (environ 0,2%) nécessitant des sources LASER puissantes et des caméras intensifiées. Ils fluorescent toutefois en partie dans le spectre visible ce qui rend l'acquisition plus aisée qu'avec une fluorescence des radicaux OH par exemple. Par ailleurs, la théorie quantique de la fluorescence est bien connue pour les cétones, en particulier l'acétone [17, 18]. Néanmoins, des étalonnages et des corrections sont nécessaires, ce qui rend la mise en place et le traitement des résultats relativement complexes.

### 1.1.2.3 Choix des métrologies thermiques optiques

L'objectif de ce travail porte sur le développement de la mesure non intrusive simultanée de champs de température et de vitesse dans des écoulements de convection mixte et forcée, à des températures relativement proches de la température ambiante. Pour simplifier la collection de la lumière, on travaillera en milieu ouvert, pour éviter des effets de confinement. A la lumière des explications précédentes, notre choix de métrologie thermique s'est initialement porté sur deux des techniques détaillées : la PLIF à deux longueurs d'onde appliquée à l'acétone et la Diffusion Rayleigh par Plan LASER (PLRS). La seconde a fait l'objet de recherches bibliographiques et de travaux exploratoires, rapportés en annexes A.5 et A.6. Seule la PLIF a été retenue pour les travaux présentés dans le présent corps du manuscrit. Cette technique présente une bibliographie relativement importante sur la théorie de la fluorescence et ses contraintes expérimentales. Grâce aux travaux de nombreux auteurs (Thuber *et al.* [19], Bresson *et al.* [20] et Lozano *et al.* [18] pour ne citer qu'eux), plusieurs expériences ont permis de démontrer le principe de faisabilité de la mesure de champs instantanés de températures. Toutefois la plupart des études présentent des niveaux de température élevés (600 K-1000 K), là où nous visons une gamme comprise entre 300 K et 600 K. De plus, il existe très peu d'articles présentant la mesure couplée vitesse-température. Dans tous les cas, une mise en œuvre complexe et lourde en matériel et instrumentations est nécessaire, ce qui limite encore le champ des applications. Nous chercherons par tous les moyens à limiter la quantité de matériel d'acquisition pour privilégier au maximum le post-traitement et ce afin de diminuer la complexité de mise en œuvre.

## 1.2 Fluorescence de l'acétone induite par LASER : théorie et mise en pratique

La fluorescence de l'acétone a historiquement été utilisée pour la première fois en tant que traceur pour la PLIF par Lozano *et al.* en 1994 [18]. Il a démontré la faisabilité de la PLIF dans l'air et a ébauché la caractérisation de l'intensité de la fluorescence en fonction de la température, de l'énergie de la source d'excitation et de la concentration. Mais comme l'ont montré tous les auteurs dans son sillage, une connaissance fine des mécanismes régissant la fluorescence est primordiale pour diminuer tous les biais possibles des mesures et ainsi appliquer les corrections adéquates.

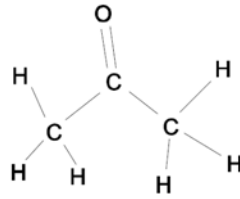
Les premières études du comportement excité de la famille des cétones ont été réalisées par différents auteurs entre les années 50 et 70 [21, 22, 23, 24, 25]. Leurs travaux ont permis de mettre en lumière le potentiel de l'acétone pour la PLIF. En effet, l'acétone présente l'avantage d'être peu coûteuse, sans toxicité particulière et présente une pression de vapeur saturante élevée ce qui la rend facile à diluer dans l'air. De plus, elle conserve son intégrité moléculaire jusqu'à 1000 K. Surtout, la fluorescence présente des dépendances à la pression, à la température, à la composition du mélange (concentration) et à la longueur d'excitation utilisée. Si ces dépendances multiples peuvent compliquer la tâche de la mesure, elles offrent en contrepartie la possibilité de mesurer les différentes variables d'état du fluide selon la configuration expérimentale, y compris de manière simultanée et instantanée. Toutes ces dépendances sont aujourd'hui bien comprises grâce aux travaux réalisés à la suite de Lozano *et al.* [18], en particulier ceux de Thurber et Bresson [19, 20] qui ont permis non seulement d'observer expérimentalement les relations entre la fluorescence et les conditions expérimentales, mais aussi de proposer un modèle photo-physique de la fluorescence de l'acétone validé par l'expérience. Ce deuxième aspect est particulièrement important car il permet de souligner l'impact de différents paramètres expérimentaux sur le "ratio signal sur bruit" (SNR) et de pouvoir ainsi prédéterminer le matériel le plus adéquat pour la mesure à réaliser. Nous présenterons cet aspect dans le chapitre 3.

Dans un premier temps, après un bref rappel sur la photo-physique de l'acétone, nous allons donc faire l'inventaire des différents essais réalisés sur la LIF acétone pour caractériser sa fluorescence et ses dépendances. Puis nous verrons quelles sont les applications actuelles de la PLIF acétone pour la mesure de température, sa variante à deux longueurs d'onde et enfin le couplage avec la PIV pour obtenir les composantes de vitesse de manière quasi-simultanée.

### 1.2.1 Théorie de la fluorescence de l'acétone

#### 1.2.1.1 Propriétés physiques de l'acétone

De masse molaire égale à 58,08 g, la molécule d'acétone ( $CH_3COCH_3$ ), représentée sur la figure 8, se présente comme un liquide transparent et odorant à pression et température normales. L'acétone est hautement inflammable et sa fiche technique [26] indique une température d'auto-inflammation de 465 °C et une LIE (Limite Inférieure d'Explosivité) de 2,6 % en volume. La LSE (Limite Supérieure d'Explosivité) est quant à elle de 12,8 %. L'aspect sécurité impose donc de travailler simplement dans des gammes



**Figure 8** - Représentation de la molécule d'acétone.

inférieures à la LIE ou supérieures à la LSE. Sa toxicité est faible (non cancérigène, non mutagène), mais l'exposition prolongée peut provoquer l'irritation des voies respiratoires et des maux de têtes. On cherchera donc, dans la mesure du possible, à réduire au maximum les concentrations auxquelles l'opérateur est exposé.

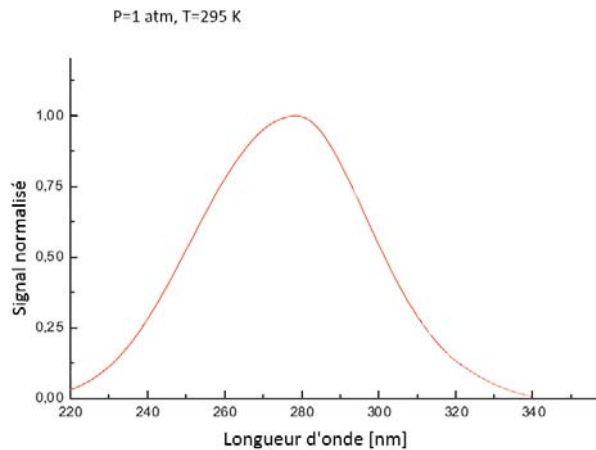
En terme de diagramme de phase, l'acétone a un point de fusion à  $-95\text{ }^{\circ}\text{C}$  et un point d'ébullition à  $56\text{ }^{\circ}\text{C}$ . La loi de pression de vapeur saturante  $P_{sat}$  se décrit par la loi empirique d'Antoine suivante :

$$\log_{10}(P_{sat}) = 7.125267 - \frac{1214.208}{230.002 + T} \quad (7)$$

avec  $P_{sat}$  en Torr et la température  $T$  en degrés Celsius. A pression ambiante et  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ , la pression de vapeur saturante correspond à une concentration de 24 % environ en volume. On pourra ainsi, en modifiant la température et la pression de vapeur saturante du pot d'ensemencement, atteindre la concentration souhaitée dans l'écoulement.

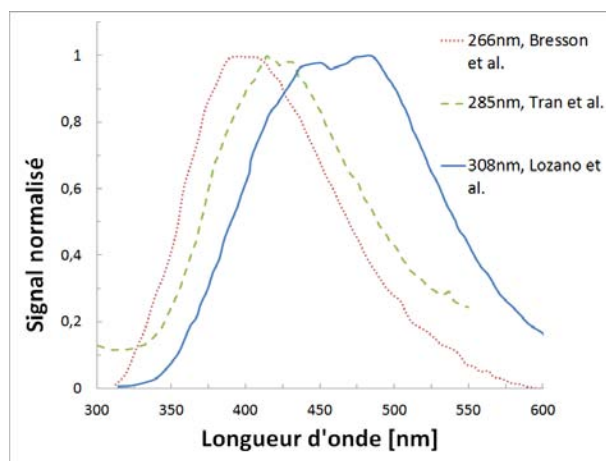
### 1.2.1.2 Photo-physique et fluorescence de l'acétone

A température ambiante, la molécule d'acétone présente un spectre d'absorption qui s'étend de 200 à 340 nm [27, 28, 28] (figure 9) avec un maximum aux alentours de 275 nm. Le spectre d'émission du rayonnement de la fluorescence (figure 10) s'étend



**Figure 9** - Spectre d'absorption de l'acétone, à 295 K et pression atmosphérique[20].

quant à lui de 350 à 550 nm. La littérature s'accorde à considérer cette largeur spectrale comme étant constante quelle que soit la longueur d'onde d'excitation. Toutefois, la comparaison des spectres obtenus à différentes longueurs d'ondes d'excitation semble présenter un décalage vers le rouge avec l'augmentation de la longueur d'onde d'excitation. Thurber *et al.* [29] recensent également un faible décalage vers le bleu (5 à 20 nm) avec l'augmentation de la température, à 266 et 308 nm.

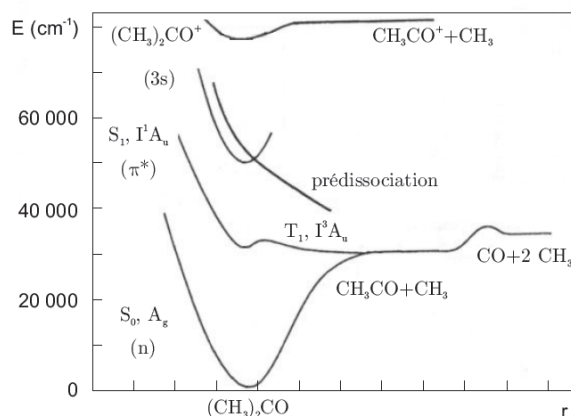


**Figure 10** - Répartition spectrale du rayonnement de la fluorescence de l'acétone. La comparaison de plusieurs spectres [30, 20, 18] semble révéler un décalage en fonction de la longueur d'onde d'excitation, ce qui n'est pas relevé dans la littérature.

La fluorescence est rayonnée suite à la transition de la molécule vers un niveau d'énergie inférieur après excitation par le LASER. La durée de vie de la fluorescence dépend de la longueur d'onde utilisée, mais son ordre de grandeur se situe autour de 2 ns [14, 31]. Mais toutes les molécules du traceur ne fluorescent pas en se désexcitant : l'acétone présente un rendement de fluorescence très faible dépendant lui aussi de la longueur d'onde d'excitation, estimé entre 0,12 et 0,21 % à 313 nm [23, 32]. Cela s'explique par la compétition des autres mécanismes de désexcitation, qui s'avèrent plus efficaces dans les conditions normales de température et pression.

La figure 11 représente le diagramme d'énergie de l'acétone (en fonction d'une coordonnée de réaction notée  $r$ ). Expliquons le principe plus en détails.

- Dans une molécule d'acétone, tous les électrons sont appariés. Chaque doublet est formé d'un électron dont le spin est  $\pm \frac{1}{2}$ . L'ensemble possède donc un spin total nul. La molécule est dans un état dit "singulet".
- Lors d'une interaction avec un photon, il est possible qu'un des deux électrons absorbe cette énergie et peuple un niveau d'énergie supérieure sans que le spin ne change. La molécule reste dans l'état singulet. Cet état ne dure pas et la désexcitation de l'électron restituera l'énergie sous différentes formes (détaillées dans la suite), en particulier sous forme de chaleur ("quenching") ou sous forme de fluorescence.



**Figure 11** - Diagramme d'énergie de l'acétone en fonction de la coordonnée de réaction  $r$  [20].

- Il est également possible que lors de l'interaction entre le photon incident et l'électron, le spin de celui-ci s'inverse. Dans ce cas, les deux électrons de la liaison ont la même valeur de spin, soit 1. Comme il y a  $2S+1$  orientations possibles par rapport à un axe extérieur, si le spin est égal à 1, on obtient 3 possibilités : cet état est dit triplet. Lors de la désexcitation de cet état, qui dure un temps beaucoup plus long que la fluorescence, les photons émis sont appelés photons de phosphorescence.

Ainsi, les trois états principaux à considérer pour caractériser la désexcitation de l'acétone sont l'état fondamental singulet  $S_0$ , le premier état excité singulet  $S_1$  situé à environ  $30\,440\text{ cm}^{-1}$  et le premier état triplet  $T_1$  (qui confond en réalité  $T_1$  et  $T_2$ ), situé à  $28\,000\text{ cm}^{-1}$  par rapport au fondamental. Les autres états, situés plus haut en terme d'énergie, concernent des transitions à faible longueur d'onde (inférieure à  $190\text{ nm}$ ) et ne nous intéressent pas ici. On va donc utiliser une description simplifiée de la dynamique de désexcitation de l'acétone reposant sur ces trois états et leurs interactions.

Initialement, la molécule en équilibre thermique se trouve sur le fondamental  $S_0$ , à un niveau d'énergie  $E_0$  correspondant à une variation  $\Delta E_{thermal}$  du niveau vibrationnel  $v''=0$  de  $S_0$  (lié à sa température). Lors de l'excitation par le LASER, la molécule est amenée dans l'état singulet  $S_1$ , à un niveau d'énergie  $E$  correspondant à  $E_0 + \Delta E_{LASER}$  situé au-dessus des  $30\,440\text{ cm}^{-1}$  du premier état excité du singulet  $S_1$ .

Dès lors, la transition vers l'état fondamental peut se faire de plusieurs manières : émission de photons (fluorescence), relaxations vibrationnelles au sein de  $S_1$ , "quenching", dissociation de la molécule d'acétone et enfin passage vers l'état triplet  $T_1$ , d'où la molécule va phosphorescer (avec une constante de temps de l'ordre de la milliseconde) pour retourner à  $S_0$ . Détaillons maintenant chacun de ces mécanismes.

- **La dissociation de la molécule d'acétone (ou photolyse)** : celle-ci ne pose problème qu'en milieu fermé et après plusieurs excitations LASER successives. Il est justifié dans notre étude de la négliger dans la mesure où les conditions expérimentales veilleront toujours à la prévenir (écoulement libre non-confiné).

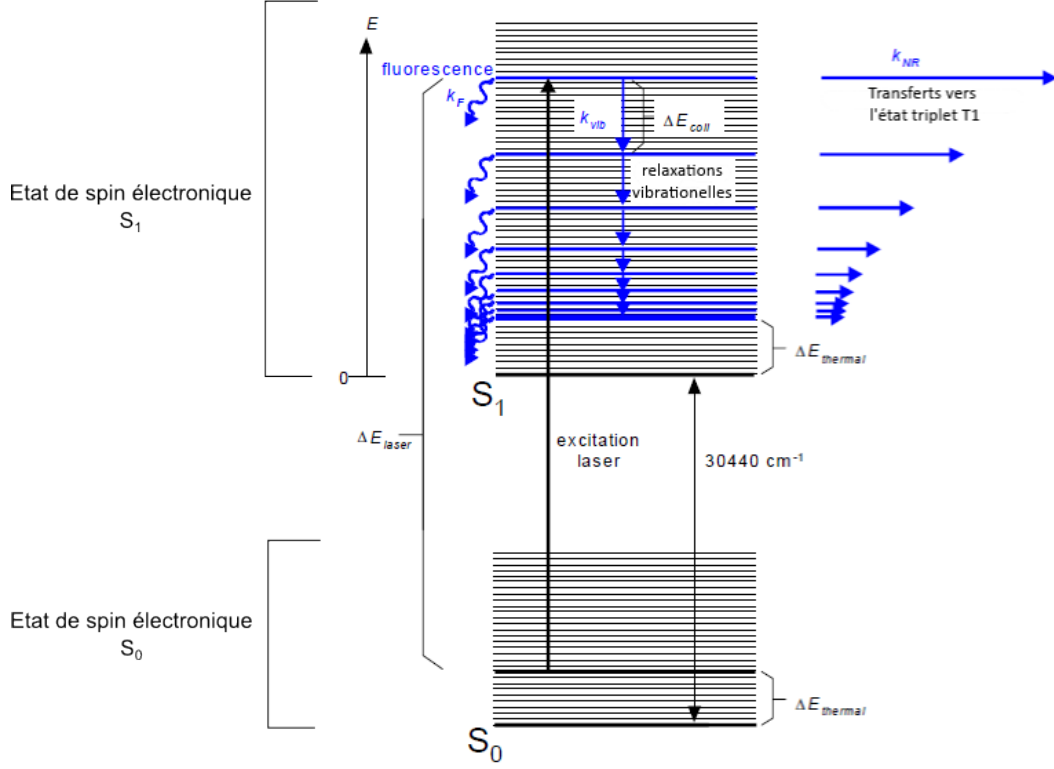
- **L'extinction, ou "quenching"** : ce terme regroupe toutes les sources potentielles de réduction de la fluorescence autres que celles listées ci-dessus, telles que les relaxations collisionnelles ou les interactions chimiques avec le milieu par exemple. L'extinction est directement liée à la composition et aux paramètres physiques du système, en particulier les gaz employés et leur pression. Son influence à la pression atmosphérique peut être considérée comme négligeable pour la plupart des gaz (azote ou air), mais semble directement liée à la quantité d'oxygène présent dans le gaz porteur [33, 20]. A haute pression, en milieu oxygéné, l'extinction de la fluorescence est marquée et ce mécanisme ne peut plus être négligé, comme nous le verrons par la suite.

- **Transition vers l'état triplet  $T_1$**  : il s'agit probablement du mécanisme le plus efficace de la désexcitation de l'acétone. Comme le montre la figure 11, il est à proximité de l'état  $S_1$  et donc en interaction très forte. La probabilité que la transition  $S_1 \rightarrow T_1$  ait lieu à la place de la transition  $S_1 \rightarrow S_0$  augmente avec le niveau d'énergie dans l'état  $S_1$ . A énergie d'excitation LASER constante, une molécule à une température plus élevée (et donc une énergie  $E_0$  initiale plus grande) présentera un niveau énergétique  $E$  dans l'état  $S_1$  supérieure à celui d'une molécule à plus basse température. De fait, elle aura de plus grandes chances de basculer vers l'état triplet, plus proche que l'état fondamental. Et à haute température, on notera une diminution de la fluorescence comme plus de molécules se retrouvent dans l'état triplet. Car dans l'état triplet  $T_1$ , la molécule est "perdue" pour la fluorescence : elle va se désexciter par phosphorescence avec une constante de temps de l'ordre de la milliseconde.

- **La fluorescence** : elle correspond à la désexcitation par émission d'un photon lors du passage de l'état  $S_1$  à l'état  $S_0$ . Le spectre d'émission chevauchant en partie le spectre d'absorption, il faut également envisager une réabsorption d'une partie de la fluorescence, ce qui diminue encore son efficacité au regard du signal accessible par la caméra.

- **Les relaxations vibrationnelles dans  $S_1$**  : elles constituent le second mécanisme qui entre véritablement en compétition avec la fluorescence à l'instar de la transition vers  $T_1$ . Il se traduit par une perte d'énergie au sein de l'état  $S_1$  sous forme de phonon, ramenant les molécules à des niveaux d'énergie plus faibles sur le singulet  $S_1$  où elles sont plus à même de fluorescer qu'à haute énergie. L'augmentation du rendement de fluorescence avec la pression notée par Heicklen *et al.* [32] et Yuen *et al.* [34] appuient ces phénomènes de transferts d'énergie par collisions. Toutefois, à pression normale, ce mécanisme peut être considéré négligeable face à la fluorescence et aux transferts vers  $T_1$  (cas "figé" de la dynamique de désexcitation décrite par Bresson [20]).

La figure 12 récapitule et schématise les trois principaux mécanismes décrivant la désexcitation de l'acétone.



**Figure 12** - Représentation de la discrétisation énergétique des molécules d'acétone et de leurs principaux modes de désexcitation[19].

La connaissance de ces mécanismes a permis à Thurber *et al.* [35] d'établir un modèle théorique simplifié de la fluorescence ne prenant en compte que les principaux phénomènes détaillés précédemment, capable de prédire avec précision la fluorescence de l'acétone en fonction de la température, de la pression ou encore de la longueur d'onde d'excitation. Son modèle s'est en effet révélé en très bon accord avec les mesures expérimentales et le comportement général de la fluorescence de l'acétone que nous allons maintenant détailler.

Pour quantifier l'émission totale de fluorescence  $S_f$ , Hanson *et al.* [28] propose l'expression suivante :

$$S_f = \frac{E}{hc/\lambda} \eta_{opt} dV_c \left[ \frac{\chi_{acetone} P}{kT} \right] \sigma(\lambda, T) \Phi \left( \lambda, T, P, \sum_i \chi_i \right) \quad (8)$$

Avec  $E$  le flux d'énergie du LASER [J/cm<sup>2</sup>],  $(hc/\lambda)$  l'énergie d'un photon (J) à la longueur d'onde  $\lambda$ ,  $\eta_{opt}$  l'efficacité de collection (facteur de forme, optiques utilisées) et  $dV_c$  le volume de collection (cm<sup>3</sup>) mesuré. Le terme entre crochet représente la densité de molécules d'acétone (en cm<sup>-3</sup>) fonction de la fraction molaire  $\chi_{acetone}$  et de la pression  $P$  (en bar) divisées par la constante de Boltzmann  $k$  et la température  $T$  du milieu



(K), les deux termes finaux étant respectivement  $\sigma$  la section efficace d'absorption de l'acétone ( $\text{cm}^2$ ) et  $\Phi$  l'efficacité quantique de fluorescence.

Initialement et jusqu'aux travaux de Thurber [29, 33, 35, 36], les dépendances de  $\sigma$  et  $\Phi$  étaient mal connues et souvent sous-estimées. Si des variations de  $\sigma$  avec la température avaient été relevées [37, 38], les études exploratoires sur la LIF acétone s'accordaient sur une absence de dépendance de la fluorescence aussi bien en température qu'en pression ou composition et ce quelle que soit la longueur d'onde [18, 17, 29]. Yuen *et al.* [34] remarquent toutefois une augmentation du rendement de fluorescence  $\Phi$  (aussi appelée efficacité quantique de fluorescence) de près de 45% pour une augmentation de pression de 0,6 à 5 bars. De même, si Grossmann *et al.* [38] ne détectent pas d'influence de la pression entre 0 et 2 bars, une augmentation de  $\Phi$  est également constatée au-delà, avec établissement d'un palier. Ce palier s'effondre en présence d'oxygène dans le gaz, démontrant la dépendance de la fluorescence de l'acétone à la composition (phénomène de quenching par l'oxygène). Ce sont les travaux de Thurber qui ont permis d'obtenir une connaissance quasi-exhaustive des dépendances de la section efficace  $\sigma$  et de l'efficacité quantique  $\Phi$ . Les conditions dans lesquelles il a mené ses essais sont récapitulées dans les tableaux 1 et 2 ci-dessous :

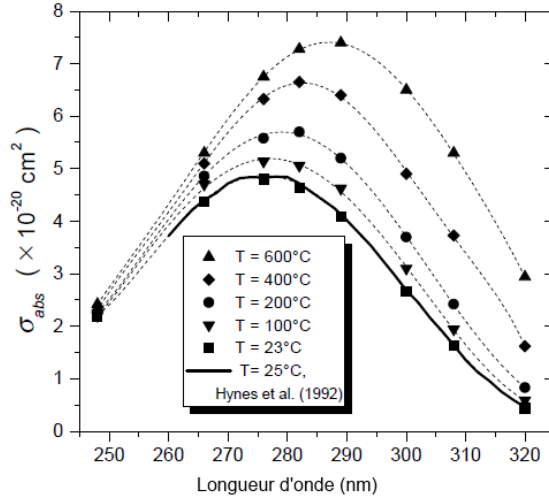
Efficacité quantique de fluorescence $\Phi$	
Température	300 - 1000 K
Pression	0 - 16 bars
Longueurs d'onde (nm)	248, 266, 308, 320
Gaz	Azote, Helium, Air, Methane, Oxygène

**Table 1** - Mesures d'efficacité quantique : paramètres des essais menés par Thurber *et al.* [19]

$\sigma$ (section efficace d'absorption)	
Température	300 - 1000 K
Longueurs d'onde (nm)	248, 266, 276, 282, 289, 300, 308, 320

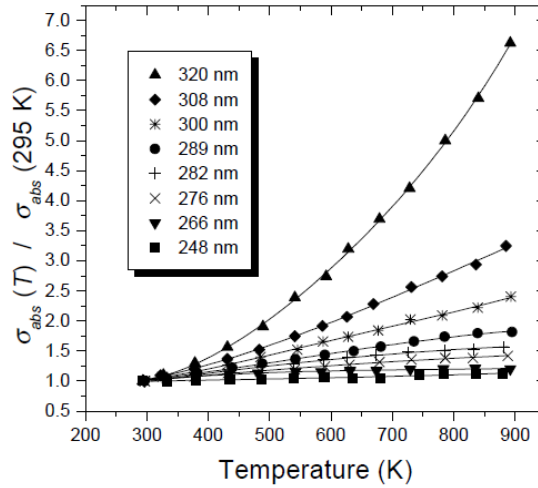
**Table 2** - Mesures de section efficace  $\sigma$  : paramètres des essais menés par Thurber *et al.* [19]

La variation de la section efficace  $\sigma$  selon la pression ou la composition du mélange gazeux n'a pas été traitée par Thurber. Il justifie ce choix dans la mesure où le spectre d'absorption de l'acétone demeure large et continue en toutes conditions (hormis les très basses pressions [39, 40]). De fait, seules les dépendances en température et longueur d'onde ont été mesurées. Les courbes résultantes sont représentées sur la figure 13.



**Figure 13** - Spectre d'absorption de l'acétone en fonction de la température et de la longueur d'onde d'excitation [19].

On observe une augmentation de la section efficace d'absorption en fonction de la température, ainsi qu'un décalage du maximum d'absorption vers les plus hautes longueurs d'ondes. Pour mettre en valeur l'importance de cette augmentation et surtout l'impact selon les longueurs d'onde, la figure 14 représente l'évolution de  $\sigma$  normalisée par  $\sigma_{295K}$  en fonction de la température pour chacune d'entre elles.

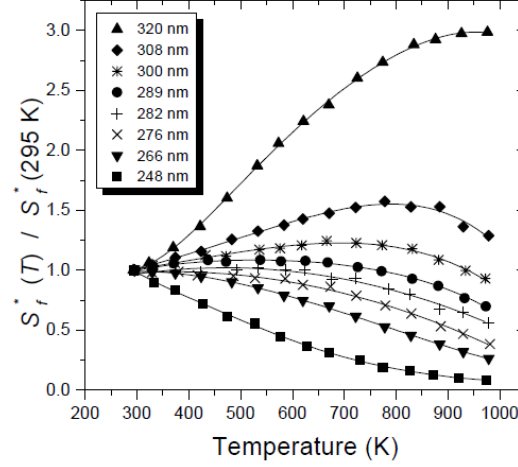


**Figure 14** - Evolution de la section efficace d'absorption normalisée de l'acétone en fonction de la température pour chaque longueur d'onde [19].

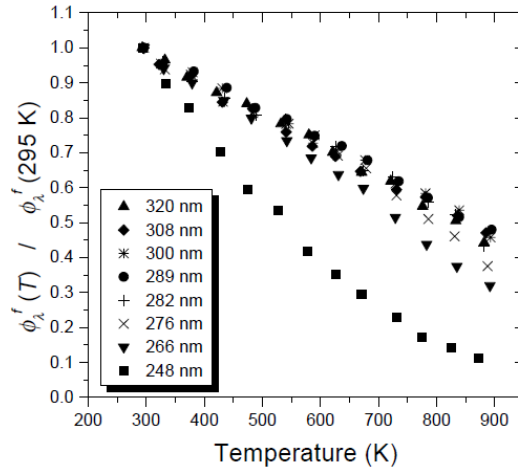
Avec la connaissance de  $\sigma$  en fonction de la température et de la longueur d'onde, on peut obtenir le rendement de fluorescence  $\Phi$  et analyser ses dépendances. La mesure de celui-ci étant impossible directement, on enregistre la fluorescence par molécule  $S_f^*$  que l'on divise ensuite par  $\sigma$  pour extraire le terme  $\Phi$ . Ainsi, à l'aide d'un système où tout paramètre est fixé hormis celui dont on cherche à estimer l'influence sur la fluorescence

(optiques et dispositif expérimental, énergie LASER, concentration en acétone, pression et composition dans le cas d'une température variable par exemple), on peut déterminer la dépendance de  $\Phi$  en fonction de ce paramètre.

Pour la température, Thurber obtient la fluorescence normalisée par molécule représentée sur la figure 15. Il en déduit alors  $\Phi$  en fonction de la température (figure 16) en divisant les courbes de  $S_f^*$  par  $\sigma$ .



**Figure 15** - Fluorescence normalisée, par molécule d'acétone, en fonction de la température et de la longueur d'onde d'excitation [19].

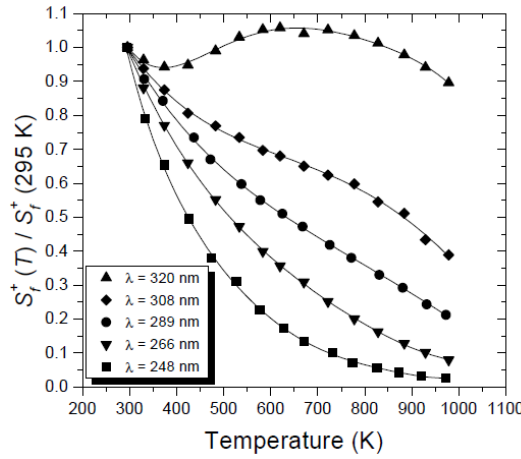


**Figure 16** - Efficacité quantique de fluorescence normalisée, en fonction de la température et de la longueur d'onde d'excitation. [19]

On constate qu'en accord avec la théorie, l'efficacité de la fluorescence de l'acétone décroît avec la température et la longueur d'onde. De 282 à 320 nm,  $\Phi$  présente une décroissance similaire. A 276 et 266 nm, elle ne s'en écarte qu'au delà de 600 K, où la décroissance s'accroît. Seule la longueur d'onde la plus basse testée par Thurber, 248 nm, présente une décroissance de  $\Phi$  beaucoup plus importante et ce dès 300 K.

L'incertitude sur ces mesures est estimée à 4% par Thurber, principalement à cause du contrôle de la concentration en acétone.

Des ces informations, il peut être déterminé la longueur d'onde d'excitation LASER à utiliser en fonction du diagnostic à réaliser. Si l'on regarde les courbes de la fluorescence normalisée par unité de fraction molaire  $S_f^+$  (figure 17), il apparaît qu'une excitation à 320 nm se destine idéalement à la mesure de concentration avec un minimum de dépendance en température : même si la température du milieu n'est pas parfaitement constante, la faible dépendance du signal avec celle-ci permet de considérer que seule la concentration influence le signal. A l'inverse, la plus faible longueur d'onde répertoriée ici, 248 nm, est toute indiquée pour la détermination de la température : à concentration constante, elle présente la décroissance la plus rapide (et donc une différence de signal plus grande entre deux températures) que les autres longueurs d'onde, offrant ainsi une meilleure précision.

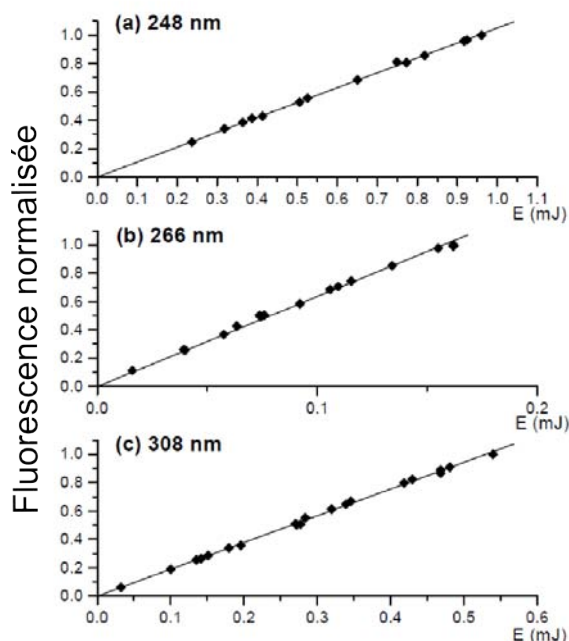


**Figure 17** - Fluorescence normalisée, par fraction molaire d'acétone, en fonction de la température et de la longueur d'onde. A pression et concentration constantes, la température peut être déterminée en interpolant le signal de fluorescence sur ces courbes [19].

Dans le cas où ni la concentration, ni la température n'est constante, il faut avoir recours à deux longueurs d'onde d'excitation différentes de manière quasiment simultanée. Le ratio des deux signaux collectés permet alors de déterminer la température et la concentration. Toutefois, le dispositif expérimental est évidemment beaucoup plus lourd à mettre en œuvre. Là aussi, certains couples de longueurs d'onde sont préférables aux autres. Nous détaillerons cette méthode de LIF-2 $\lambda$  appliquée à la mesure de la température plus loin, dans le chapitre 1.2.3.

Concernant les autres paramètres (pression, composition, énergie LASER), Thurber a également mesuré expérimentalement leur impact sur  $\Phi$ . Il s'est d'abord assuré de la linéarité de la fluorescence avec l'énergie LASER à chaque longueur d'onde (figure 18).

La linéarité n'est toutefois conservée que dans le cas d'une excitation "faible", qui se situe sous le seuil provoquant la saturation du milieu. Bryant *et al.* [41] ont également conduit des essais pour vérifier quelles énergies employer pour se maintenir sous



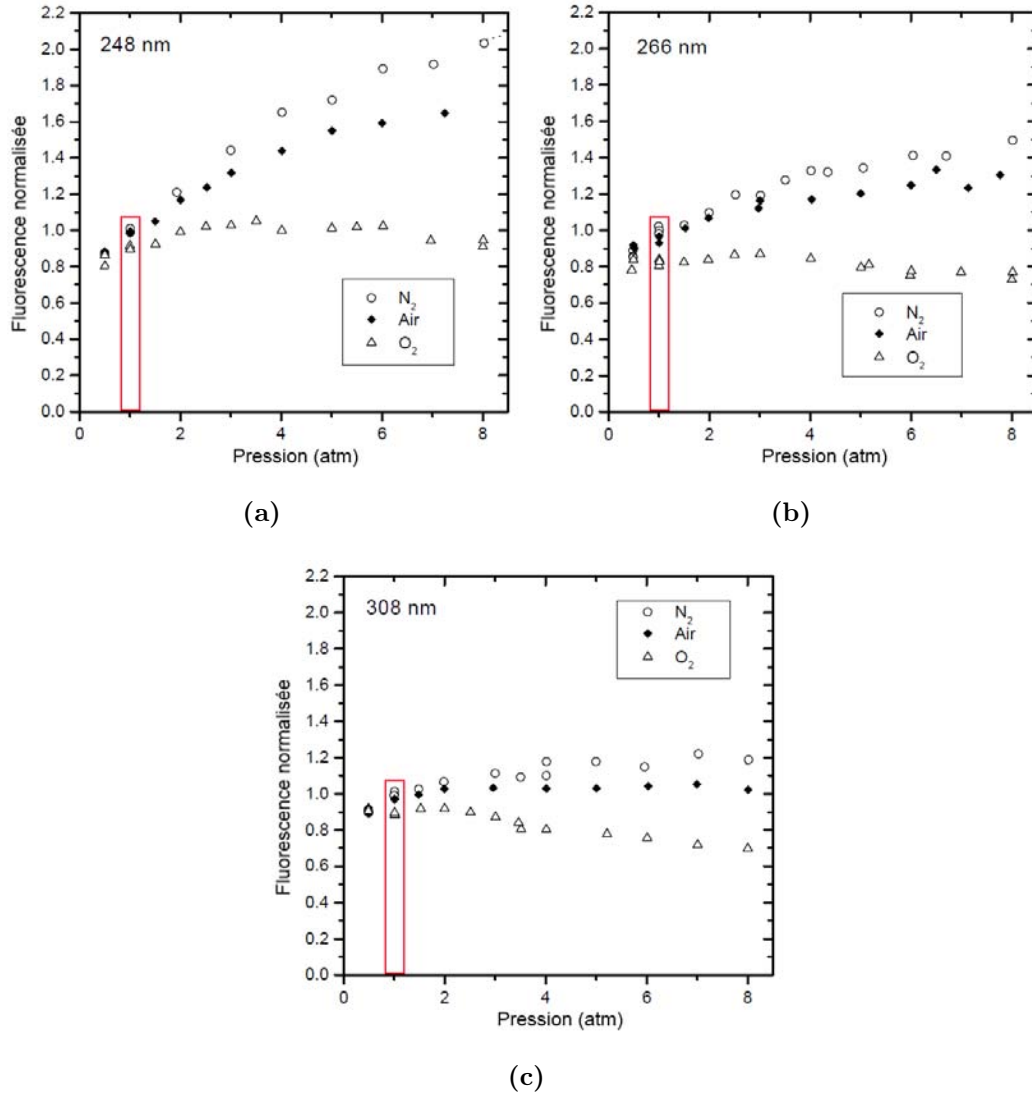
**Figure 18** - Vérification de la linéarité de la fluorescence (normalisée par rapport à l'énergie la plus élevée) en fonction de la longueur d'onde : (a) à 248 nm, (b) à 266 nm et (c) à 308 nm [19].

ce seuil. Au maximum testé, à savoir 100 mJ par tir soit  $353 \text{ mJ/cm}^2$ , la linéarité était toujours vérifiée. Si ces valeurs peuvent être rapidement atteintes dans le cas de la LIF ponctuelle, en LIF plane, l'énergie est répartie sur un domaine beaucoup plus grand ce qui conduit à des énergies de l'ordre de  $100 \text{ mJ/cm}^2$  dans le cas d'un LASER puissant. Il n'y a donc pas lieu de craindre une déviation de la linéarité entre énergie d'excitation et fluorescence aux énergies utilisées en PLIF.

La dépendance en pression de la fluorescence de l'acétone a été étudiée de part ses applications à l'étude de la combustion dans les moteurs (mélanges, visualisation des imbrulés). Grossmann *et al.* [38] ont ainsi mené des essais de LIF acétone à 248 nm dans différents gaz. Dans l'air, la fluorescence augmente avec la pression jusqu'à 10 bars environ, où elle atteint un palier jusqu'à 25 bars. Au delà, une décroissance de 10 % en intensité par tranche de 10 bars est constatée. Ils notent également un accroissement de l'ordre de 15 % sur la gamme 0 - 1 bar. De même, Ossler et Alden [14] rapportent un accroissement de l'intensité de fluorescence compris entre 10 et 20 % pour la gamme 0 - 1 bar. Dans les deux cas, la dépendance à la pression semble décroître avec la longueur d'onde. A l'inverse, sur la gamme 0 - 20 bars, Ghandhi *et al.* [17] ne relèvent pas de dépendance à la pression. De même, Bryant *et al.* [41] constatent à 266 nm une faible variation de la fluorescence sur la gamme 0.6 - 1 bar (de l'ordre de 5 %). Ossler *et al.* [14] dénotent toutefois une réduction de la durée de vie de la fluorescence dans l'air pour 266 nm et ce à partir de 5 bars.

Il semblerait donc que la dépendance en pression de la fluorescence soit liée à la longueur d'onde et à la composition du milieu. Pour en attester, Thurber a mené plusieurs essais : pour les longueurs d'onde 248, 266 et 308 nm, entre 0 et 8 bars, des mesures LIF

dans l'air, dans l'azote et dans l'oxygène ont été réalisées. L'ensemble des résultats est rapporté dans les figures 19a à 19c.



**Figure 19** - Influence de la composition de l'écoulement ("bath gas") et de la pression sur le signal de fluorescence normalisée, en fonction de la longueur d'onde [19]. Le domaine étudié ici est encadré en rouge.

On constate que ces résultats sont en accord avec les travaux de Bryant pour 266 nm. De même, la décroissance de la dépendance à la pression avec les longueurs d'onde croissantes énoncée par Grossmann se vérifie. De manière générale, on peut constater que dans la gamme 0.5 - 2 bars et quelle que soit la longueur d'onde, l'influence de la pression est assez faible (particulièrement à 308 nm où elle peut être négligée jusqu'à 8 bars). Toutefois, dans certains cas où la mesure fait intervenir les longueurs d'onde les plus basses, Thurber met en garde sur la possibilité d'erreurs de mesure liées à la pression. Dans le cas de la PLIF à deux longueurs d'onde (en cas de températures et concentrations en acétone non homogènes typiquement), il estime des erreurs de mesure sur la température pouvant atteindre 8 % à 20°C si la pression dans la zone de mesure n'est pas constante.

Par ailleurs, ces mêmes courbes mettent en évidence l'influence de la composition du milieu ("bath gas"); si à pression atmosphérique dans l'air ou l'azote, l'impact ne semble pas visible, la fluorescence décroît significativement lorsque la pression augmente. Dans l'oxygène pur, la fluorescence diminue dès 1 bar à toutes les longueurs d'ondes et décroît avec la pression. L'effet "extincteur" de l'oxygène sur la fluorescence a également été relevé par Grossmann *et al.* et Yuen *et al.* [38, 34]. On notera que dans l'air, le taux d'oxygène ne semble toutefois pas suffisant pour modifier la fluorescence dans la gamme 0 - 2 bars. Par ailleurs, comme démontré par Groh *et al.* [22], la présence d'oxygène dans le mélange gazeux a pour effet de supprimer totalement la phosphorescence en provenance de l'état triplet, évitant ainsi d'acquérir ce signal parasite dans le cadre de la LIF.

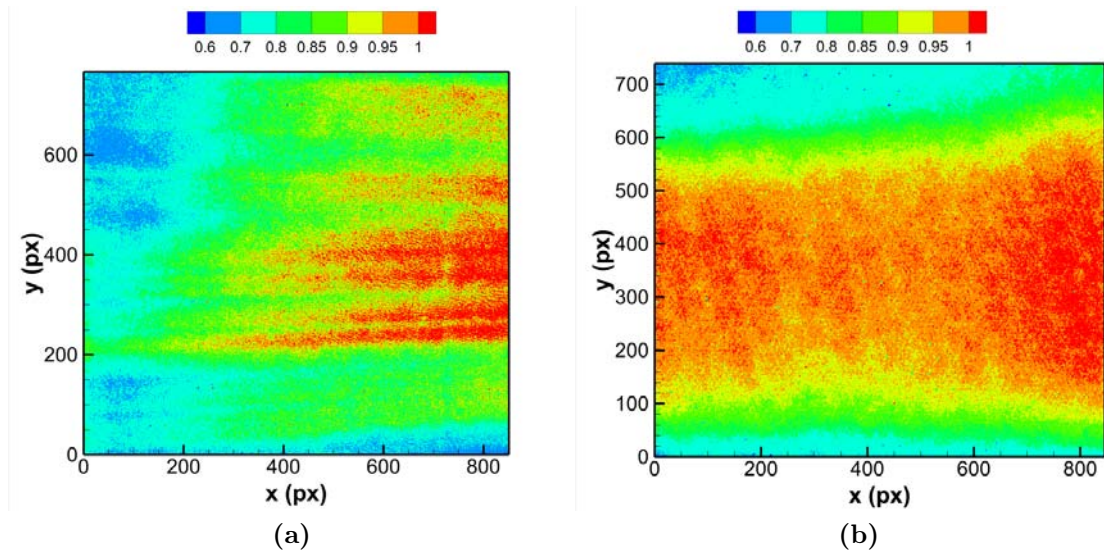
Ayant recensé les paramètres physiques pouvant influencer la mesure de température par leur impact sur la fluorescence, voyons maintenant en détail les méthodes mises en œuvre pour l'acquisition de la fluorescence et l'estimation de la température.

## **1.2.2 Sensibilité de la PLIF à la mesure de température**

### **1.2.2.1 Influence de l'énergie LASER**

Dans le cas où toutes les variables d'état hormis la température sont supposées constantes (concentration, pression, énergie LASER), la fluorescence devient uniquement dépendante de la température. Mais plusieurs opérations préliminaires sont nécessaires avant toute mesure. Elles concernent les biais que peuvent induire la distribution d'énergie LASER, la réponse des pixels de la caméra, la qualité de l'ensemencement et de l'écoulement sur l'émission de la fluorescence.

Dans un premier temps, il faut pouvoir corriger la fluorescence en fonction de la distribution spatiale de l'énergie LASER : en effet, dans la plupart des cas, la nappe LASER utilisée pour l'imagerie présente une répartition non-uniforme de l'énergie du fait du faisceau initial et des lentilles utilisées pour la générer. La nature du LASER (Excimer ou YAG) influence également les structures spatiales d'énergie LASER visibles par sa cohérence plus ou moins grande, comme nous le verrons plus loin. Les figures 20a et 20b représentent ainsi des répartitions énergétiques classiques après génération de la nappe pour un LASER YAG à 266 nm et un LASER Excimer à 308 nm.



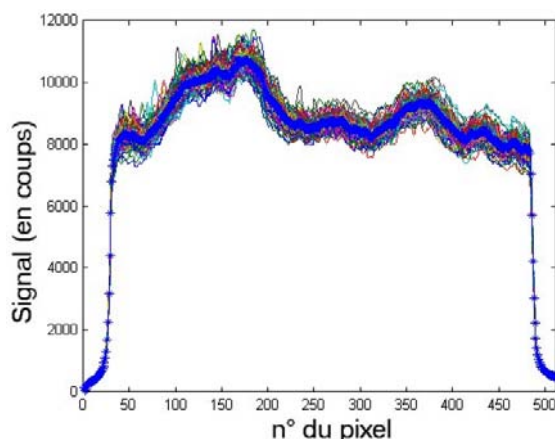
**Figure 20** - Exemples de répartitions énergétiques dans un plan LASER après génération de la nappe. (a) : celle d'un LASER YAG à 266 nm sur une hauteur de 12 cm par 13 cm de large. (b) : la répartition équivalente pour un LASER Excimer à 308 nm. Les échelles de couleur ont été choisies de manière à amplifier la visibilité des disparités spatiales énergétiques.

Sans correction pour tenir compte de ces variations spatiales, la température déduite de la fluorescence serait localement surestimée ou sous-estimée. Cette correction consiste à acquérir des images de fluorescence avec la nappe LASER dans l'air ambiant en s'étant assuré d'un ensemencement homogène (concentration homogène). Ce faisant, à température, pression et concentration constantes, l'image obtenue est une représentation spatiale fidèle de la répartition d'énergie au sein de la nappe LASER. Dès lors, les images de fluorescence doivent être divisées par cette image moyenne de la nappe pour corriger la non-uniformité énergétique. On s'en assure généralement par l'obtention d'une image de fluorescence à une température supérieure à l'ambiante et constante sur la zone de mesure. En divisant celle-ci par la nappe obtenue à température ambiante, l'image de fluorescence doit être homogène.

Toutefois, si pour le LASER Excimer l'obtention d'une image moyenne de la nappe avant une série de mesure est suffisante pour la correction d'énergie LASER, l'utilisation d'un YAG pose plus de problèmes : les structures énergétiques "cohérentes" visibles au sein de la nappe varient d'un tir à l'autre, à cause des cristaux permettant la génération du faisceau. Celui-ci présente ainsi des anneaux d'interférence et des points chauds mouvants [20] qui se répercutent sur l'image après génération de la nappe. Le profil de fluctuation d'un YAG à 266 nm est donné en exemple dans la figure 21.

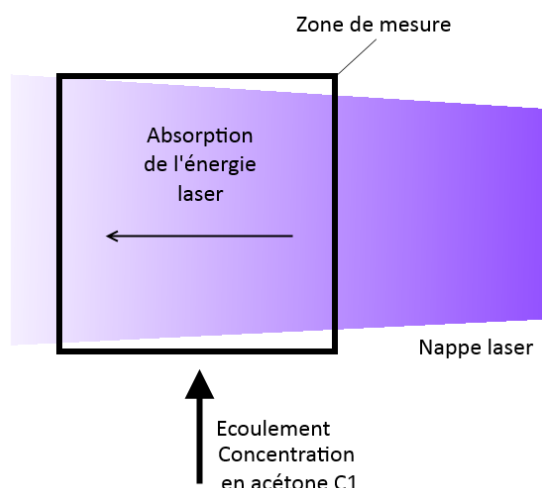
Ainsi, dans le cas de l'utilisation d'un LASER YAG, il faut être en mesure de réaliser une mesure du profil de la nappe de manière simultanée à l'acquisition de la fluorescence. En pratique, une partie du faisceau est déviée pour être analysée simultanément à la mesure. Différentes techniques sont disponibles (analyseur de faisceau ou encore fluorescence sur de l'acétone liquide enregistrée par un capteur CCD) mais toutes complexifient sensiblement le dispositif expérimental.





**Figure 21** - Exemple de fluctuation rencontrée avec un LASER YAG à 266 nm [20]. Les traits fins de couleurs représentent le profil de la nappe LASER aux mêmes coordonnées, à chaque tir. La ligne bleue représente la valeur moyenne du profil.

Une autre correction à apporter concerne la variation temporelle de l'énergie LASER totale. A chaque tir, celle-ci va varier, fluctuant autour d'une valeur moyenne stable dans le temps au regard de la durée de la mesure. Cette variation tir-à-tir se traduit par des images instantanées de fluorescence plus ou moins intenses d'une image à l'autre et ce malgré des conditions similaires. L'utilisation d'une photodiode est la solution généralement employée pour enregistrer de manière instantanée ces fluctuations et appliquer la correction nécessaire aux images de fluorescence à posteriori.



**Figure 22** - Absorption de l'énergie LASER dans la zone de mesure dans la direction de propagation.

Enfin, il faudra tenir compte de l'absorption de l'énergie LASER sur le trajet de la nappe (figure 22). Si l'absorption du LASER dans l'air peut être négligée, l'importante section efficace de l'acétone peut générer un biais important.

A trop haute concentration, l'approximation du milieu dit "optiquement mince" ne se révèle plus valide : l'énergie LASER décroît en fonction de la distance parcourue selon la loi de Beer-Lambert ( $I(\lambda) = I_0 \exp(-\alpha x)$ , où  $\alpha = c \cdot \sigma$ ,  $c$  étant la concentration d'acétone en nombre de molécules par  $cm^3$ ).

Dès lors, l'utilisation d'une image de fluorescence homogène réalisée à cette concentration en acétone permettra de corriger approximativement cet effet [19] (en sus de la correction de la distribution spatiale de la nappe). Toutefois, dans le cas où la concentration locale dans la zone de mesure varierait de manière importante, cette correction pourrait ne plus être suffisante. Il faut alors chercher à réduire au maximum la concentration en traceur de l'écoulement, pour que l'absorption puisse être négligée. Pour se faire, on peut procéder par itération, en diminuant progressivement la concentration et en comparant les signaux de fluorescence normalisés entre la zone d'entrée du LASER et la zone de sortie jusqu'à ce que l'écart devienne négligeable.

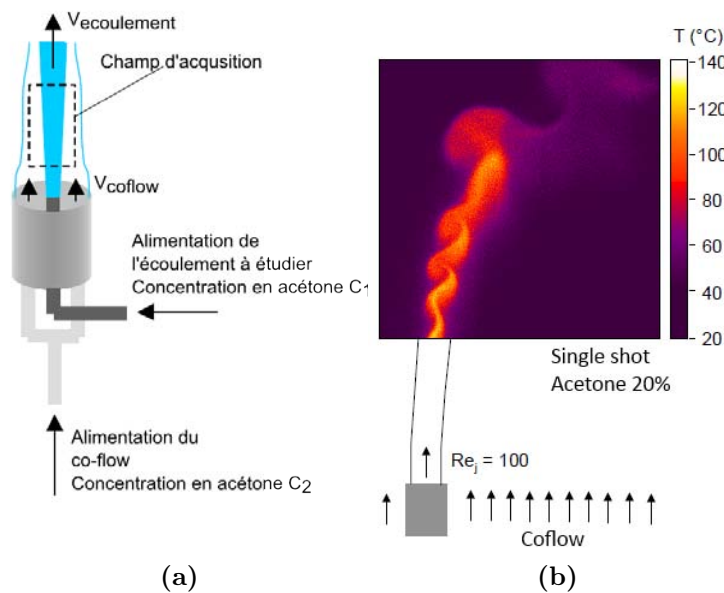
### 1.2.2.2 Influence de la caméra intensifiée

Concernant la caméra, plusieurs éléments sont à prendre en compte : le bruit électronique, le signal du fond et la non-homogénéité en réponse de la caméra.

- Le premier provient des courants induits dans la caméra dont le capteur n'est pas refroidi. Il se traduit par un signal faible, constant dans le temps et homogène. Sur une camera CCD, il est estimé par un écart-type de 5 à 10 électrons si le capteur est refroidi (300 si non-refroidi) [42]. Dans le cas d'une caméra ICCD, l'intensification ayant lieu avant l'arrivée sur le capteur, ces valeurs ne changent pas.
- Le signal de fond correspond au signal obtenu en l'absence de fluorescence mais lorsque le LASER fonctionne. Il prend en compte le signal lumineux ambiant et donc les reflets liés au tir LASER. L'acquisition de ce signal est primordial en préliminaire à toute mesure de fluorescence : ce "background" (qui comprend donc les signaux lumineux parasites et le bruit électronique) est soustrait des images de fluorescence obtenues pour ne conserver que le seul signal de l'acétone et ainsi diminuer le niveau de bruit (augmentation du ratio SNR).
- Quant à la non-homogénéité en réponse de la caméra, elle provient de la technologie employée : chaque pixel n'étant pas numérisé ou intensifié de manière identique, des disparités d'un pixel à l'autre existent dans le signal obtenu à partir d'une illumination pourtant homogène. De même, selon l'intensité du signal, la réponse peut varier d'un pixel à l'autre et surtout perdre sa linéarité dans les niveaux élevés (particulièrement dans le cas d'une caméra ICCD)[43]. Pour résoudre ce problème, il est important de procéder à un étalonnage de la caméra pour pouvoir appliquer une correction pixel-à-pixel en post-traitement aux images de fluorescence.

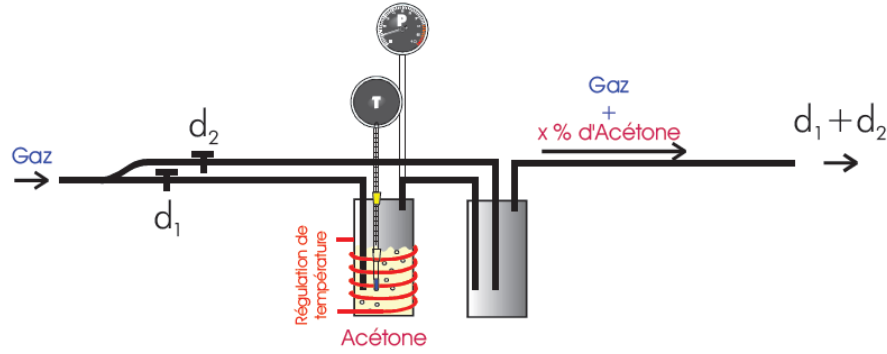
### 1.2.2.3 Influence de l'inhomogénéité de concentration

La concentration en acétone doit être maintenant constante sur toute la zone de mesure et pendant toute la durée de celle-ci pour pouvoir relier directement énergie LASER d'excitation, fluorescence et température. Pour assurer une concentration homogène en acétone, la principale solution employée est le jet co-courant ("co-flow" en anglais) : on génère un écoulement d'une dimension supérieure à la nappe LASER, dans la même direction que l'écoulement à étudier et de manière à l'englober (figure 23a). Dans ce cas, la variation de fluorescence liée à la température du jet principal est immédiatement visible (figure 23b).



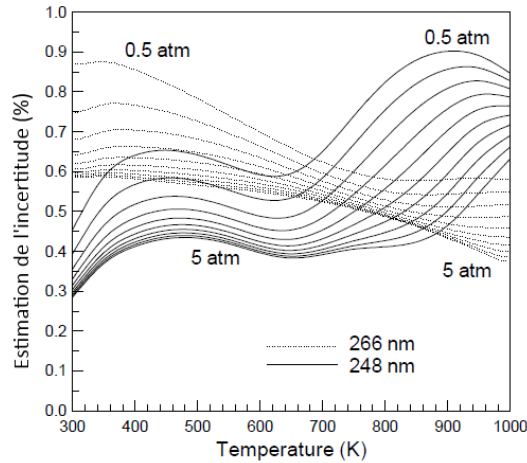
**Figure 23** - (a) : schéma de principe d'un montage en "coflow" pour assurer la présence d'acétone sur tout le champ d'acquisition. (b) : exemple d'image traitée de PLIF instantanée obtenue dans cette configuration (fraction molaire en acétone de 20 %) [19].

Le maintien de la concentration constante en acétone sur toute la durée de la mesure repose en général sur le "bulleur" ou dispositif à barbotage. Le gaz porteur est introduit au fond d'une enceinte étanche où l'acétone liquide est stockée. En régime permanent, l'équilibre diphasique de pression de vapeur saturante est obtenu, impliquant que le gaz situé dans la partie supérieure de la cuve est chargé en acétone à  $P_{\text{sat}}$ . La cuve est maintenue à une température constante et contrôlée, tout comme la pression à l'intérieur, ceci afin de contrôler la pression de vapeur saturante et donc la concentration d'acétone en sortie du bulleur. S'il est possible par ce seul moyen d'obtenir des concentrations faibles (inférieures à 2 %), la dilution du mélange obtenue dans une seconde enceinte est souvent employée (figure 24).



**Figure 24** - Schéma d'un montage classique pour contrôler la concentration finale en acétone dans l'écoulement. La régulation en température et pression dans le "bulleur" fixe la pression de vapeur saturante. La dilution est réalisée dans la seconde enceinte [20].

Une fois tous les biais expliqués et les images de fluorescence obtenues corrigées, elles sont normalisées par rapport à la fluorescence à température ambiante ( $T=295$  K). Il suffit ensuite d'interpoler la valeur de chaque pixel sur la courbe de fluorescence correspondante de la figure 17 page 23. De cette manière, des champs de température instantanés ou moyens sont obtenus directement. Pour obtenir la plus grande précision possible, on s'emploiera à choisir les longueurs d'onde les plus sensibles à la température, typiquement 248 et 266 nm. Pour celles-ci, l'incertitude à pression atmosphérique est évaluée respectivement entre 0.4 % à 300K et 0.85 % à 1000K, et entre 0.75 % et 0.55 % (figure 25). Soit des incertitudes à température ambiante de l'ordre de 1.2 K à 248 nm et 2.2 K à 266 nm.



**Figure 25** - Estimation de l'incertitude sur la mesure de température en fonction de la pression et de la température pour les deux longueurs d'onde les plus sensibles aux variations de température, 248 et 266 nm [35].

Cependant, il est parfois difficile, voire impossible, de concevoir le montage expérimental de manière à s'assurer d'une concentration constante dans la zone de mesure. Dès lors, la mesure de la température avec la méthode décrite ci-dessus induit des erreurs massives, directement proportionnelles à la variation locale de la concentration

en vertu de l'expression 8. L'utilisation d'un deuxième LASER, à une longueur d'onde différente, permet alors de mesurer simultanément la distribution spatiale de la concentration en acétone, afin de corriger l'image de fluorescence obtenue en conséquence. C'est le principe de la PLIF-2 $\lambda$ , ou PLIF à deux longueurs d'onde, décrite dans la suite.

### 1.2.3 Mesure couplée de température et de concentration : PLIF-2 $\lambda$

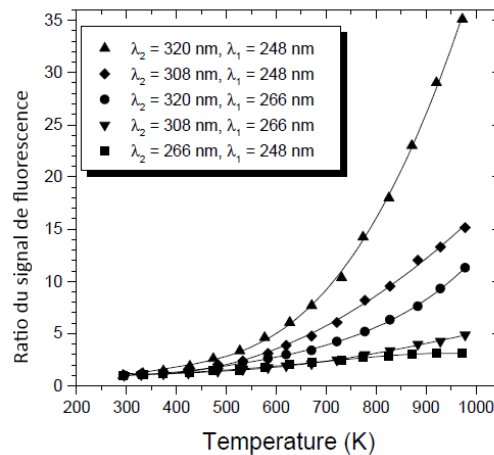
Dans le cas où l'écoulement étudié présente des concentrations d'acétone inhomogènes dans la zone de visualisation, l'émission de fluorescence est à la fois dépendante de la température et de la concentration locale. L'intérêt de faire appel à deux LASERs, et donc à deux longueurs d'onde d'excitation, repose sur la possibilité de supprimer la dépendance à la concentration en effectuant un ratio des deux images de fluorescence obtenues simultanément. En effet, pour une seule longueur d'onde, le signal de fluorescence peut s'exprimer ainsi :

$$S_f \propto \left[ \frac{\chi_{\text{acetone}} P}{kT} \right] \sigma(\lambda, T) \Phi(\lambda, T, P) \quad (9)$$

En utilisant deux longueurs d'ondes et en procédant au ratio des signaux obtenus, il s'exprime ainsi :

$$\frac{S_{f,\lambda_2}}{S_{f,\lambda_1}} \propto \frac{\sigma(\lambda_2, T) \Phi(\lambda_2, T, P)}{\sigma(\lambda_1, T) \Phi(\lambda_1, T, P)} \quad (10)$$

Si la pression peut être considérée constante ou présente de faibles fluctuations spatiales, le ratio des signaux n'est donc plus dépendant que de la température du milieu et de la longueur d'onde d'excitation, constante au cours de la mesure. Dès lors, après un étalonnage à température ambiante, il est possible de déterminer la température en interpolant la valeur du ratio (figure 26).



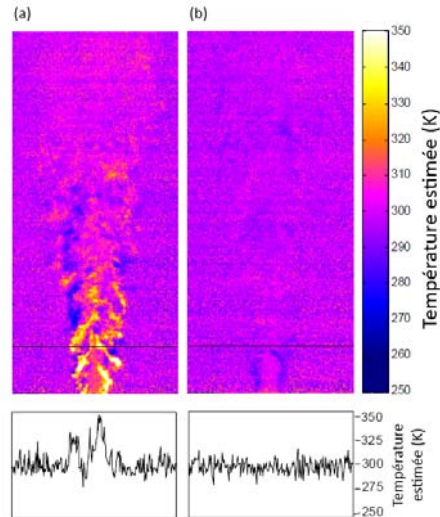
**Figure 26** - Courbes représentant le ratio des signaux de fluorescence de couples de longueurs d'onde [33].

Par ailleurs, la figure 26 renseigne également sur les couples de longueurs d'onde à privilégier pour la mesure de température : on constate en effet qu'en utilisant le couple 320-248 nm, la meilleure sensibilité est obtenue. Toutefois, ces deux longueurs d'onde se situant aux extrémités du spectre d'absorption de l'acétone (figure 13 page 21), l'intensité de fluorescence résultante est faible. En pratique, on préférera un autre couple moins sensible en théorie mais dont le ratio présentera une intensité plus importante (typiquement, les couples 266-308 nm ou 248-308 nm).

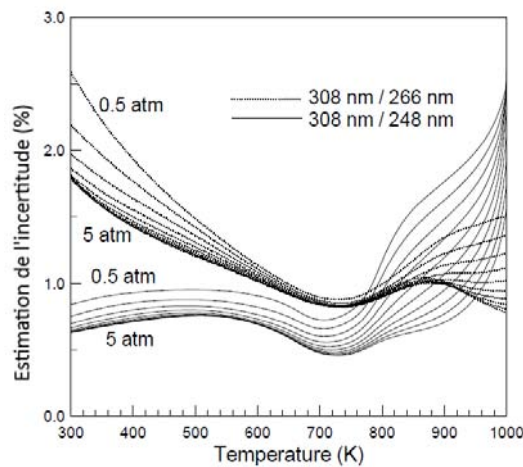
La mise en œuvre de la PLIF-2 $\lambda$  est par principe similaire à celle de la PLIF à une seule longueur d'onde, la principale différence réside dans l'utilisation de deux LASER et deux caméras. Celles-ci enregistrent successivement la fluorescence induite par les deux tirs LASER. La difficulté réside dans la synchronisation du LASER et de la caméra supplémentaire avec les équipements associés. En effet, pour s'assurer que les deux caméras observent la même zone, au même instant, on s'emploiera à superposer les deux champs de visualisation au pixel près et à minimiser l'écart temporel entre les deux acquisitions de fluorescence de manière à autoriser l'approximation de simultanéité du point de vue de l'écoulement (ce qui peut poser problème selon la vitesse de celui-ci). En théorie, la durée de vie de la fluorescence n'excédant pas 3 ns, il est possible de réduire l'écart entre les deux acquisitions à moins de 30 ns (en estimant la durée d'un tir LASER à 20 ns). Dans la pratique, du fait de la fluctuation temporelle du LASER autour de l'instant de déclenchement programmé (le "jitter"), les caméras intègrent le signal pendant une centaine de ns pour s'assurer de capturer la fluorescence. De fait, la durée entre les deux signaux de fluorescence est d'au moins 100 ns et ce également afin d'éviter toute superposition sur les caméras. Expérimentalement, on aura même tendance à accroître ce délai si la vitesse de l'écoulement le permet [33, 44].

La superposition des nappes de la PLIF-2 $\lambda$  est un autre élément important à contrôler pour minimiser les erreurs lors de la mesure. Dans le cas où celles-ci ne se superposeraient pas parfaitement, des zones non-communes aux deux caméras vont apparaître dans chacun des signaux de fluorescence. Se faisant, lors de la correction par la concentration de l'image de température (c'est-à-dire lors du ratio des images PLIF), des températures surestimées ou au contraire sous-estimées vont apparaître dans des zones d'image. La figure 27, réalisée par Thurber *et al.* [19], démontre ainsi comment un faible désalignement des nappes peut se traduire par des erreurs de  $\pm 50^\circ\text{C}$  sur un jet à température ambiante.

Inévitablement, l'utilisation de deux caméras et LASERs complexifie grandement le dispositif expérimental, d'autant plus que les biais de mesure existants en PLIF à une seule longueur d'onde se trouvent ici multipliés par deux (corrections par les nappes LASER, homogénéité en réponse des caméras, variation d'énergie pulse à pulse, etc.). Tous les dispositifs de contrôle ainsi que toutes les procédures correctives doivent être appliqués systématiquement aux deux installations LASER/camera. Mais fondamentalement, malgré toutes les précautions apportées aux mesures et aux corrections, l'incertitude de la PLIF-2 $\lambda$  sera forcément supérieure à celle de la PLIF n'utilisant qu'un seul LASER. Néanmoins, dans le cas où la concentration n'est pas constante sur la zone de mesure, la PLIF-2 $\lambda$  demeure l'unique solution. La figure 28 représente les incertitudes estimées par Thurber pour différents couples de longueurs d'ondes particulièrement intéressants pour la mesure de la température, sur une gamme 300-1000K.



**Figure 27** - Exemple de l'impact d'une mauvaise superposition de nappes sur un jet+coflow à température ambiante. **(a)** : les deux nappes LASER ne sont pas parfaitement superposées, ce qui induit des erreurs sur la température jusqu'à 50 K. **(b)** : après réalignement des nappes (et correction des éventuelles disparités de concentration entre le jet et le "coflow") [35].

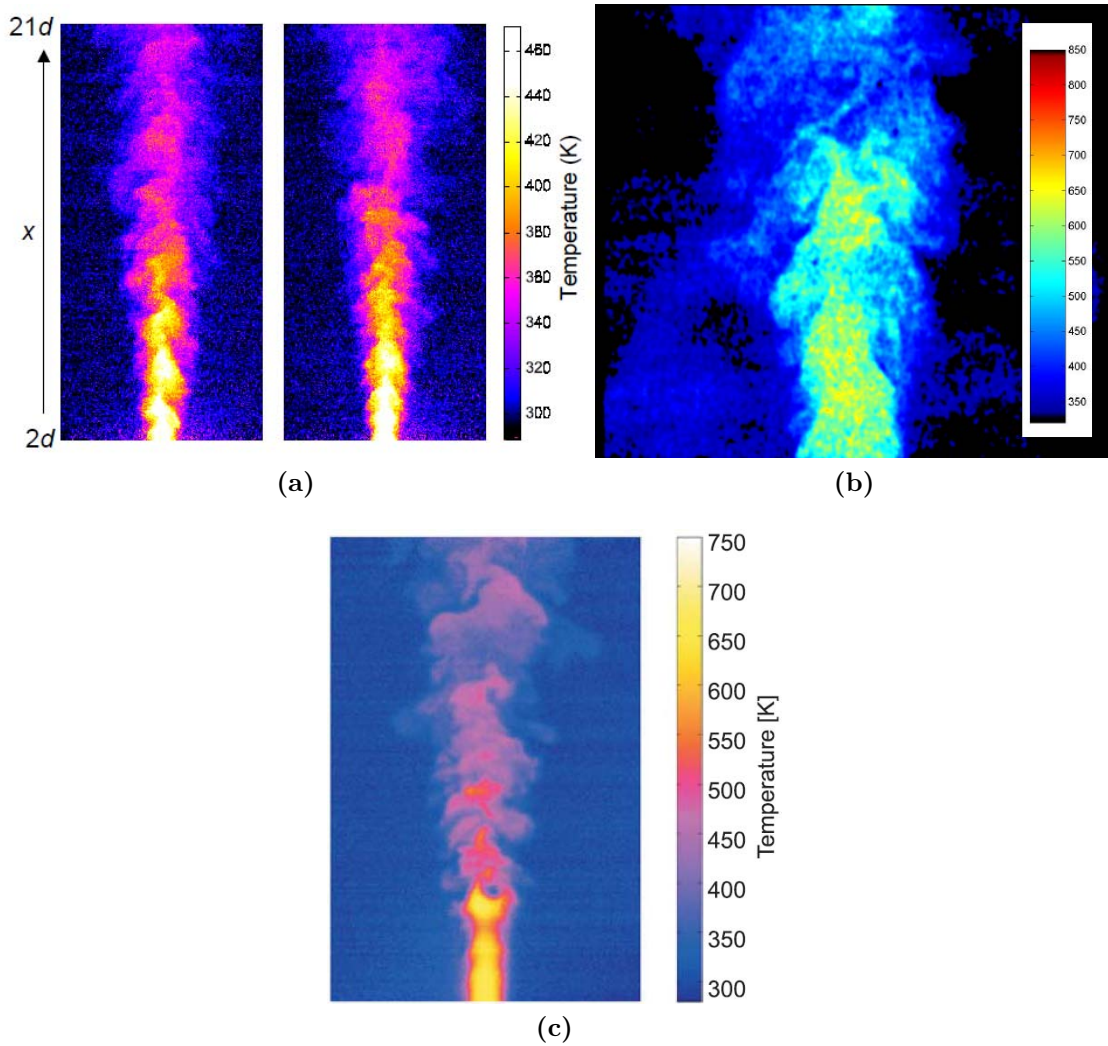


**Figure 28** - Estimation de l'incertitude sur la mesure de température en fonction de la pression et de la température pour le cas à deux longueurs d'onde (seuls les couples 308-266 et 308-248 nm sont représentés, étant les plus adaptés à la mesure de température) [35].

Pour le couple 308-266 nm, à pression atmosphérique, l'erreur peut atteindre 2.2% soit 6 K, pour diminuer à 1% autour de 700 K. Elle est moindre pour le couple 308-248 nm, pour lequel elle est stable autour de 0.8% sur toute la gamme de température.

Ces limites et contraintes connues et expliquées, les résultats obtenus en matière de champs de température sont très satisfaisants. Les figures 29a à 29c sont des exemples de l'application de cette technique, rencontrés dans la littérature.





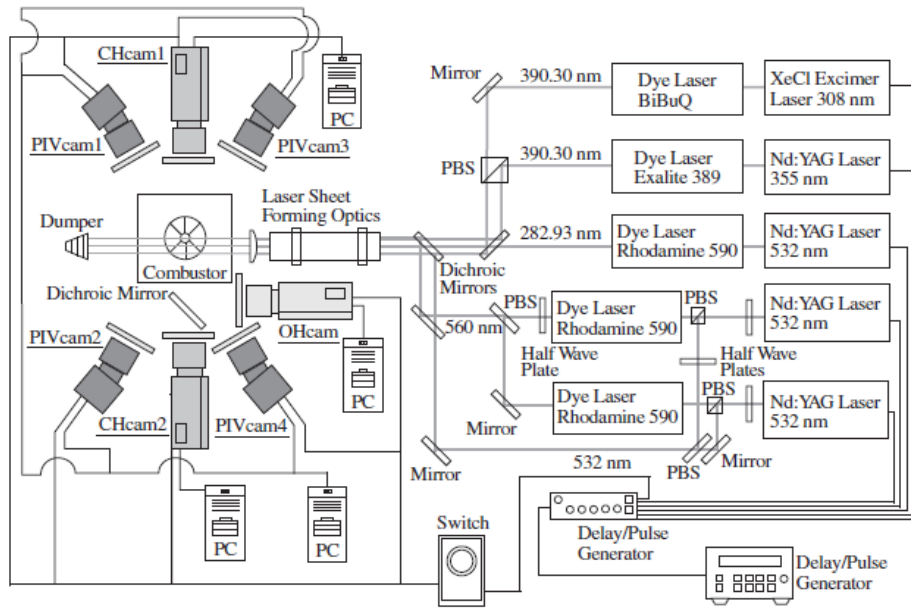
**Figure 29** - Champs de températures instantanées obtenus par différents auteurs en ayant recours à la PLIF-2 $\lambda$ . (a) : Thurber *et al.* [19]. (b) : Bresson *et al.* [20]. (c) : Petersen *et al.* [45] On notera pour ce dernier l'utilisation de pentanone en lieu et place de l'acétone.

De l'ensemble des essais conduits à notre connaissance, plusieurs constats émergent : si la PLIF-2 $\lambda$  est effectivement fonctionnelle et utilisable, elle semble toutefois difficile à mettre en œuvre aux basses températures (300-500 K). La grande majorité des études de la littérature met en jeu des écoulements offrant des niveaux de température élevés (600-1000 K), avec des gradients significatifs. En fonction des niveaux de fluorescence mis en jeu dans ces conditions, une meilleure précision est bien entendu effective. Par ailleurs, le couplage avec la PIV, permettant théoriquement d'obtenir simultanément les champs de vitesses et de température, n'est que très peu présenté dans la littérature. Seuls quelques auteurs semblent s'y être penchés et ils n'utilisent pas l'acétone comme traceur (radicaux OH, NO [46, 13, 47] ou rhodamine [48, 49, 50]). En effet, la seule référence concernant l'utilisation de la PLIF acétone couplée à la PIV repose sur les travaux de Brossard *et al.* [44], avec des résultats très intéressants démontrant la faisabilité.



### 1.2.4 Couplage PIV-PLIF

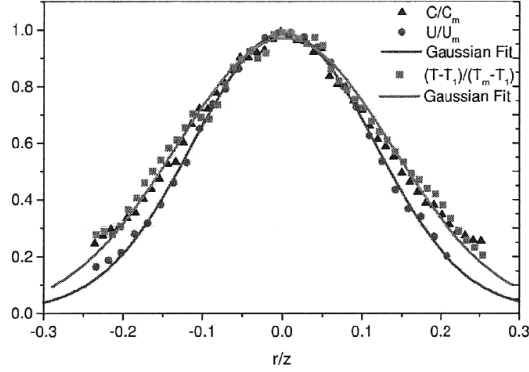
S'il s'avère réalisable, le couplage PIV-PLIF nécessite un dispositif expérimental lourd qui doit de plus être parfaitement synchronisé pour réaliser des mesures vitesse-température de manière corrélée en temps. Dans la pratique, les mesures PLIF sont réalisées entre les deux tirs LASERs de PIV, la durée de vie de la fluorescence étant très courte ( $<30$  ns) devant les intervalles de PIV nécessaires (de l'ordre de la  $\mu$ s) à l'observation du déplacement des particules. Selon les longueurs d'onde utilisées, les caméras PLIF sont équipées de filtres pour filtrer la diffusion de Mie liée aux particules introduites pour les besoins de la PIV. D'un point de vue purement technique, des contraintes supplémentaires pèsent sur la création de l'écoulement puisqu'un contrôle couplé est nécessaire, à la fois sur la concentration du traceur LIF et sur la quantité de particules pour la PIV. A ce jour, le dispositif de couplage PIV/PLIF le plus complexe a été mis en œuvre par Shimura *et al.* [13], pour la réalisation d'une mesure 3D des structures d'une flamme de pré-mélange air-méthane. Le couplage de deux plans de stéréo-PIV et de trois plans distincts de PLIF OH et CH ont nécessité cinq LASERs, quatre caméras de PIV et trois caméras de PLIF (radicaux OH et CH) et le montage est détaillé sur la figure 30.



**Figure 30** - Montage réalisé par Shimura *et al.* [13] pour l'acquisition simultanée de champs de vitesse 3D (stéréo-PIV) et la visualisation des structures de la flamme (PLIF OH et CH).

Toutefois, si l'analyse des résultats a permis d'étudier les structures de la flamme et d'estimer leur vitesse de déformation, il ne s'agissait pas de réaliser des mesures quantitatives de température ou de concentration. Pour cette application, les essais réalisés par Brossard *et al.*[44] se rapprochent de ce que nous avons conduit dans le présent manuscrit. En couplant deux LASERs UV à 266 et 308 nm à une mesure PIV sur un jet libre turbulent à 50 K, ils ont été en mesure d'obtenir simultanément les champs de température, concentration et vitesse avec des précisions rapportées de 4 % sur les composantes de vitesse et 8 % les températures moyennes. Les deux tirs LASER de LIF

ont également été réalisés entre les deux tirs de PIV, séparés de 500 ns. Les valeurs extraites de ces résultats à la hauteur  $z/D = 5$  présentent des profils normalisés cohérents et en accord avec des profils gaussiens (figure 31).



**Figure 31** - Profils normalisés obtenus par Brossard *et al.*[44] dans le jet à une distance  $z/D = 5$ .

Finalement, les travaux de Tsurikov *et al.* [51] ont employé la PLIF à une longueur d'onde (266 nm) couplée à la PIV pour étudier les structures de la turbulence à la plus petite échelle possible (échelle de Kolmogorov). En utilisant l'acétone comme scalaire associé aux mesures de vitesse, les taux de déformation, de dissipation d'énergie cinétique ainsi que la vorticité de l'écoulement ont été obtenus. Une approche similaire, en milieu réactif cette fois, a été conduite par Filatyev *et al.* [52] pour observer les relations entre le front de flamme d'un mélange réactif méthane-air et les enroulements ainsi visualisés.

De fait, si la complexité de mise en œuvre est indéniable, le couplage PLIF/PIV n'est pas hors de portée et offre des perspectives très intéressantes pour l'étude expérimentale de la turbulence thermique. C'est pourquoi nous allons exploiter cette approche dans la présente étude en l'appliquant à l'analyse des transferts thermiques en convection mixte.

### 1.3 Conclusions bibliographiques

Pour l'étude des transferts de chaleur en régime de convection mixte, plusieurs solutions métrologiques sont actuellement disponibles pour étudier les corrélations vitesse-température. Cette connaissance est en effet nécessaire pour décrire entièrement les comportements des écoulements et modéliser les transferts. Chaque technique présente avantages et inconvénients qu'il convient de peser au regard de l'expérience à conduire. Pour l'étude des transferts convectif en régime mixte et forcé en milieu ouvert, la fluorescence de l'acétone induite par plans LASER à deux longueurs d'onde (PLIF-2 $\lambda$ ) couplée à la vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) semble s'imposer. Toutefois, la mise en œuvre s'avère complexe et lourde en matériel. De plus, les gammes de températures rencontrées impliquent des précisions assez faibles selon les longueurs d'ondes choisies. La qualification de cette précision, des traitements nécessaires pour l'améliorer et des développements possibles dans le futur seront le sujet des prochains chapitres.



# Chapitre 2

## Dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le jet plan . . . . .</b>	<b>40</b>
2.1.1	Dimensionnement de la veine d'essais . . . . .	40
2.1.1.1	Système du chauffage de l'air . . . . .	42
2.1.1.2	Dimensionnement du diffuseur . . . . .	43
2.1.1.3	Dimensionnement de la chambre de tranquillisation et du convergent . . . . .	45
2.1.2	Instrumentation thermique de la veine d'essais . . . . .	48
2.1.3	Caractérisation aérodynamique du jet plan . . . . .	49
<b>2.2</b>	<b>Le cylindre chauffé . . . . .</b>	<b>54</b>
2.2.1	Convection autour d'un cylindre chauffé : rappels bibli- ographiques . . . . .	55
2.2.2	Caractérisation thermique du cylindre chauffé . . . . .	56
2.2.3	Choix des régimes de convection . . . . .	58
2.2.3.1	Cartographie de température du cylindre en situation de convection forcée . . . . .	59
2.2.3.2	Régimes de l'écoulement et conséquences sur la con- vection . . . . .	61
<b>2.3</b>	<b>Dispositifs d'acquisition PIV/PLIF . . . . .</b>	<b>65</b>
2.3.1	Présentation des sources LASER utilisées . . . . .	65
2.3.1.1	Excimer Compex Pro à 308 nm . . . . .	65
2.3.1.2	Nd-YAG quadruplé 266 nm Quanta-Ray . . . . .	70
2.3.1.3	PIV : double Nd-YAG 532 nm New Wave . . . . .	73
2.3.2	Acquisition PLIF-PIV : optiques et caméras . . . . .	73
2.3.2.1	Camera Princeton Instruments PIMAX 2 . . . . .	73
2.3.2.2	Caméra Dantec HiSense MkII . . . . .	75
2.3.2.3	Positionnement des caméras . . . . .	77
2.3.3	Synchronisation caméras /LASERS . . . . .	78
<b>2.4</b>	<b>Dispositifs d'ensemencement et montage final . . . . .</b>	<b>81</b>
2.4.1	Dispositifs d'ensemencement . . . . .	81
2.4.1.1	Ensemencement PLIF . . . . .	81
2.4.1.2	Ensemencement PIV . . . . .	83
2.4.2	Vue d'ensemble du dispositif expérimental . . . . .	84
<b>2.5</b>	<b>Conclusion du chapitre . . . . .</b>	<b>85</b>

---

Le dispositif expérimental dédié à l'étude de la convection mixte autour d'un cylindre chauffé se décompose en deux parties indépendantes que sont le jet plan et le cylindre chauffé. Le premier est réalisé à l'aide d'une veine dimensionnée pour produire un écoulement à faible taux de turbulence et faible vitesse (0.4 - 5 m/s), afin de minimiser le caractère 3D du jet et se rapprocher autant que possible de l'écoulement obtenu dans la soufflerie du projet COMIFO, réalisé par Mathieu Boiraud [1].

Le cylindre doit quant à lui pouvoir atteindre des températures élevées ( $> 200^{\circ}\text{C}$ ) pour assurer un nombre de Richardson suffisamment élevé ( $> 0,5$ ) pour permettre d'atteindre un régime de convection mixte. Il doit également être suffisamment long pour minimiser l'impact des effets de bords sur la zone de mesure, située au centre du cylindre et avoir une répartition spatiale de température la plus homogène possible.

Mais d'autres contraintes de sécurité liées au fonctionnement de la PLIF ont un impact important sur le dimensionnement final. Une partie importante du présent travail de thèse a été consacrée à la conception et la réalisation du dispositif expérimental.

Ce chapitre traite du dimensionnement de ces différents éléments, ainsi que de leur nécessaire caractérisation expérimentale. Les dispositifs métrologiques propres à la PIV et à la PLIF seront également détaillés.

## 2.1 Le jet plan

### 2.1.1 Dimensionnement de la veine d'essais

Souhaitant utiliser la PLIF pour améliorer la compréhension des régimes mixtes étudiés dans le cadre du projet COMIFO, une soufflerie similaire à échelle réduite a été proposée. En effet, les sources LASER UV, YAG et Excimer, sont inamovibles (encombrement et dispositifs de sécurité liés), et l'utilisation de la soufflerie COMIFO (2,70 x 2,70 m à l'entrée, section de travail d'1 m x 1 m) n'était pas réalisable. De plus, du fait de l'encombrement des LASERS et de la taille du local, la construction d'une nouvelle soufflerie se voyait imposer des contraintes de taille drastiques.

Plus contraignant encore, la soufflerie devait pouvoir se déplacer sur 3 axes. Les dispositifs LASERS et caméras sont ici considérés fixes tandis que la zone d'écoulement doit être mobile, afin de pouvoir cartographier l'écoulement. En effet, les LASERS PIV sont légers et peuvent être installés sur des axes motorisés et synchronisés à un déplacement similaire de la caméra. Cette solution n'était pas possible ici puisque le LASER Excimer est 10 fois plus volumineux et totalement fixe. Par ailleurs, la méthodologie même de la PLIF nécessite des réglages optiques longs et fastidieux des zones de mesure. Il est donc toujours préférable de déplacer l'écoulement afin de lui faire parcourir la zone de mesure plutôt que l'inverse. La soufflerie se devait donc d'être "miniature", déplaçable sur 3 axes et de fait légère et peu encombrante. Mais une 3<sup>ème</sup> contrainte, d'ordre sécuritaire cette fois, est venue s'ajouter au cahier des charges : le débit d'air de l'écoulement.

Comme nous l'avons expliqué dans le précédent chapitre, la PLIF nécessite l'utilisation d'un traceur au sein de l'écoulement d'air, ici l'acétone qui présente une limite inférieure

d'explosivité (LIE) à 2,15 % en volume dans l'air. Sans point chaud supérieur à 465°C (la température d'autoinflammation de l'acétone) le risque est négligeable, mais certains LASERs UV utilisent des condensateurs qui déchargent des tensions de l'ordre de 30 000 à 40 000 volts, ce qui pourrait alors provoquer l'allumage. Et s'il est prévu de maintenir la concentration dans l'écoulement sous la LIE (avec une marge de sécurité), l'accumulation de l'acétone dans la pièce contraint directement le débit d'air maximum de la soufflerie. Enfin, à la LIE, s'ajoute une contrainte corollaire relative à la quantité d'acétone liquide stockée dans la pièce. La concentration dans la pièce doit être toujours inférieure à la LIE, même dans le cas d'un incident le plus défavorable (i.e. la totalité de l'acétone liquide déversée par erreur).

Pour résumer, on peut lister les contraintes qui pèsent sur le dimensionnement de la soufflerie :

- taille réduite (2 m de long par 1 m de large et 1 m de haut),
- déplacement sur 3 axes (déplacement de plusieurs dizaines de cm dans les 3 directions),
- vitesse en sortie : 0.4 - 5 m/s,
- taux de turbulence faible,
- écoulement contenant moins de 2% en volume d'acétone,
- quantité limitée d'acétone stockée dans la pièce.

La quantité d'acétone liquide qu'il est possible de conserver dans la pièce est la contrainte principale car elle relève du domaine de la sécurité. Connaissant le volume de la pièce qui devra accueillir le dispositif expérimental et où se trouve déjà les LASERs UV, il est possible de déterminer la quantité maximum avec une marge de sécurité. Pour rester à moins de 50 % de la LIE, avec la totalité de l'acétone liquide évaporé, il ne faut ainsi pas stocker plus de 8 litres dans la pièce.

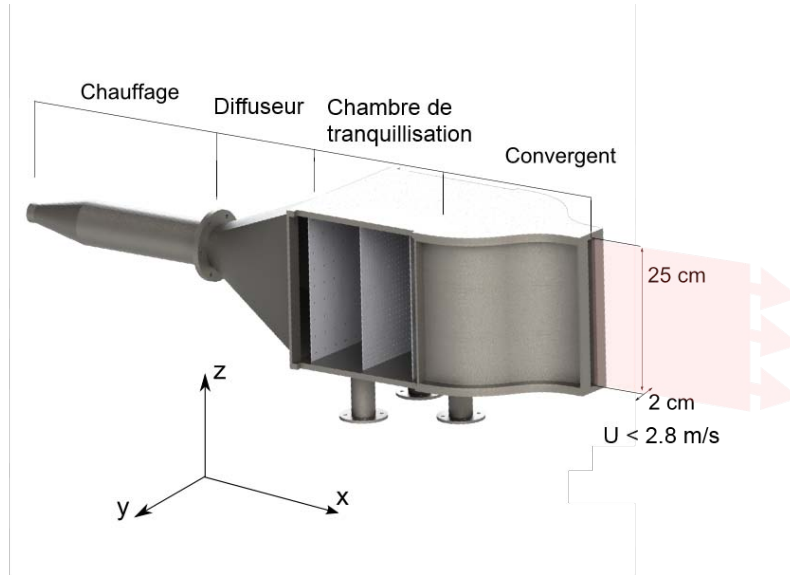
Au débit maximum et en travaillant avec de l'air chargé à 2 % en masse d'acétone dans l'écoulement (ce sera notre valeur de travail maximum, valeur qui ne sera pas atteinte en fonctionnement pour se laisser une marge de sécurité), il faut pouvoir travailler en continue pendant une journée (8h) avec ces 8 litres. On obtient ainsi une borne haute du débit d'air de la soufflerie :

$$Debit_{max} = \frac{V_{ac} \cdot \rho}{t_{fonc} \cdot C_m} \quad (11)$$

Avec  $V_{ac}$  le volume d'acétone total (8 L),  $\rho$  la masse volumique (g/L),  $t_{fonc}$  le temps de fonctionnement (8 h) et  $C_m$  la concentration massique (g/L d'air). De cette équation, on obtient un débit maximum de 10.9 g/s. Dès lors, la section débitante de la soufflerie peut elle aussi être déterminée en fonction de la vitesse maximum désirée (5 m/s). On trouve ainsi une section de sortie de  $2.175 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ , soit une buse carrée de moins de 5 cm de côté.

Dans ces conditions, il va se révéler difficile voire impossible de réaliser une véritable soufflerie, même miniature, adaptée à nos besoins. Une soufflerie d'une telle section (carrée), qui générerait un écoulement impactant sur un cylindre chauffé dans une configuration similaire à celle de COMIFO (i.e. de 10 à 20 diamètres de côté), imposerait de

telles dimensions au cylindre qu'il serait réduit à un fil chauffé, rendant l'étude aérothermique de la convection mixte hors d'atteinte. Il a donc fallu réaliser des compromis et transformer la soufflerie considérée afin de réaliser un jet plan.



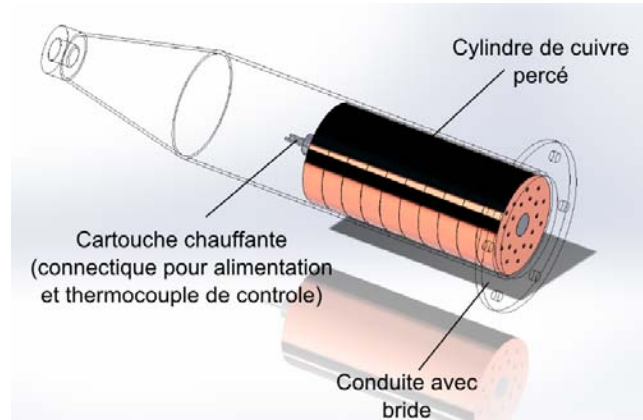
**Figure 32** - Modèle 3D du jet plan comprenant le chauffage, le divergent, la chambre de tranquillisation et le convergent.

Un jet plan de 25 cm de haut pour 2 cm de large a alors été retenu. La vitesse maximale potentielle a été diminuée pour atteindre 2.8 m/s avec le débit maximum déterminé plus haut. Le diamètre du cylindre étant fixée à 1 cm, pour des raisons expliquées plus loin, on assure ainsi un écoulement homogène de 12 diamètres de part et d'autre du cylindre verticalement. Cette configuration permet d'étudier toute une gamme de régimes, de la convection mixte à la convection forcée, en fonction de la température du cylindre et du débit d'air. La faible largeur du jet aura toutefois un impact certain sur les mesures (cf. section 2.2)

Pour assurer un écoulement de jet plan de qualité sur toute la hauteur du jet, l'air traverse trois éléments classiquement retrouvés dans les veines d'essais aérothermiques (figure 32) : un diffuseur, une chambre de tranquillisation et un convergent. L'ensemble de la veine est réalisé en acier inoxydable parce que l'air circulant peut être chargé d'acétone et chauffé à plusieurs centaines de degré. La chambre de tranquillisation a été usinée, tandis que le reste de la veine a été réalisé en chaudronnerie.

#### 2.1.1.1 Système du chauffage de l'air

Avant de faire une mesure quantitative de PLIF autour du barreau chauffé, il faut réaliser un étalonnage de la métrologie in situ. Pour cela, l'écoulement est chauffé et sa température est régulée grâce à un dispositif développé ci-dessous. A son arrivée dans la veine, l'air pénètre dans une conduite cylindrique de 38 cm de long, pour 7 cm de large. Dans celle-ci se trouve le dispositif de chauffage de l'air (figure 33). Ce dispositif a été



**Figure 33** - Modèle 3D du dispositif de chauffage de l'air, comprenant la cartouche chauffante, le cylindre de cuivre perforé et la conduite dans laquelle ces éléments sont installés (ici représentée en transparence).

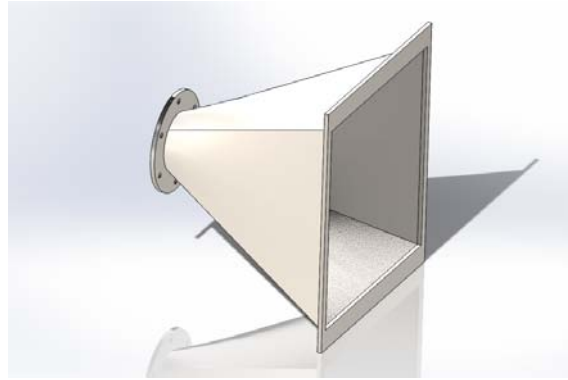
dimensionné de manière à éviter le recours aux traditionnels dispositifs de chauffage de l'air (spiraux électriques "haute température", qui présentent des points chauds susceptibles d'enflammer l'acétone) tout en permettant d'obtenir des températures en sortie supérieure à 100°C. Il est constitué d'un bloc de cuivre de 15 cm de long pour 6,9 cm de diamètre. Pour des raisons d'usinage, ce bloc de cuivre a été découpé en plusieurs éléments afin de permettre la réalisation des 21 trous de 2 mm par lesquels l'air circule. Le nombre de trous ainsi que leur diamètre a été déterminé à l'aide d'un calcul d'échangeur en fonction de la puissance de la cartouche et de manière à atteindre 150°C en température de sortie d'écoulement. Une tige placée dans l'un d'eux assure la cohésion de l'ensemble des éléments en cuivre et garantit que tous les trous soient alignés. Au centre, un perçage de 10 mm permet l'insertion (en force) de la cartouche chauffante, dont les câbles d'alimentation électrique et du thermocouple de contrôle émergent du côté de l'arrivée d'air. Une pâte thermique à base de cuivre assure le contact et la diffusion de la chaleur entre tous les éléments du chauffage. Enfin, l'air chauffé (ou non) pénètre alors dans le diffuseur.

### 2.1.1.2 Dimensionnement du diffuseur

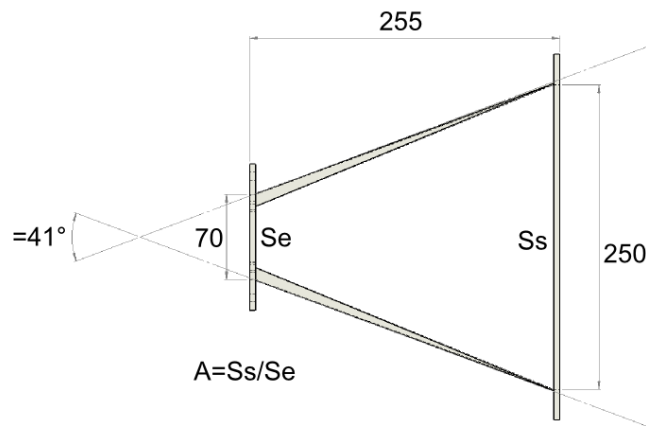
Le diffuseur a pour vocation première de diminuer la vitesse moyenne de l'écoulement et présente une section d'entrée plus petite que celle de sortie. Il se caractérise par son angle  $2\theta$  et le rapport  $A$  des aires d'entrée et de sortie. Un modèle 3D de celui réalisé est visible sur la figure 34.

La littérature relative à la conception de souffleries et de veines d'essais donne plusieurs indications sur les paramètres à respecter vis à vis des caractéristiques d'un diffuseur : un rapport des aires  $A < 5$  est à privilégier de manière à garantir l'efficacité des grillages/plaques percées en aval [53]. De même, l'angle  $2\theta$  maximum est de 55° afin de limiter le décollement de la couche limite au maximum, qui survient dès que l'angle dépasse une dizaine de degrés, nécessitant l'usage de grillages ou plaques percées en aval. Le diffuseur ici utilisé présente un angle de 41° (figure 35), ce qui dispense d'utiliser des solutions techniques plus lourdes pour prévenir le décollement, tels que des fentes d'aspiration ou des aubages [53]. De plus, il présente un rapport d'aire élevé de 16,2.



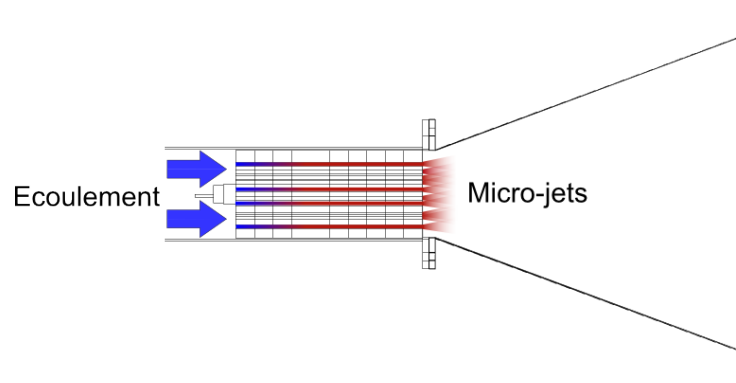


**Figure 34** - Diffuseur en acier inoxydable, présentant un angle de  $41^\circ$  pour un rapport d'aire de 12.6.



**Figure 35** - Vue en coupe du diffuseur, avec ses principales dimensions.

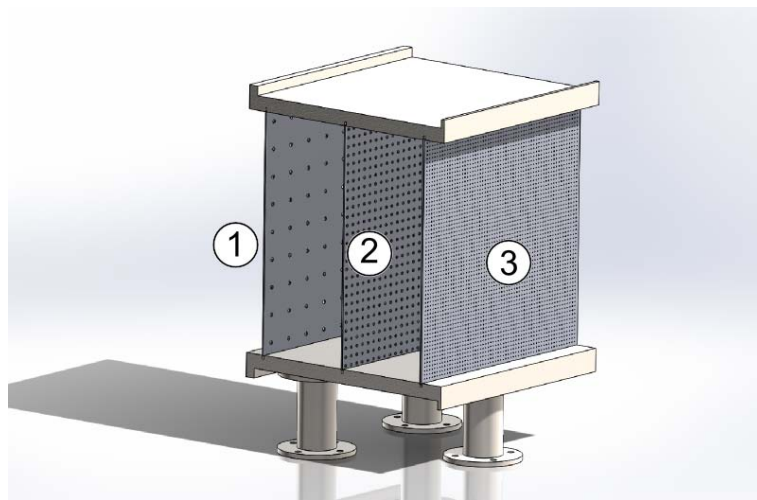
Le diamètre d'entrée est fixé par le dispositif de chauffage, contenu comme on l'a vu dans une conduite cylindrique de 70 mm de diamètre. La sortie du jet (250 mm de haut) impose également une contrainte sur la section de sortie du diffuseur. Pour des raisons de compacité, il n'était pas possible de multiplier les diffuseurs et les sections droites (solution envisagée pour s'assurer un rapport d'aire inférieur à 5) d'où un rapport d'aire élevé. Cependant, en pratique, cela ne s'avère pas être un problème : les 20 trous de faible diamètre du système de chauffage agissent comme une série d'éclateurs ("splitters"), situés à l'entrée du diffuseur. Ces éclateurs génèrent des micro-jets qui se développent dans le diffuseur (figure 36), générant des décollements importants mais assurant un écoulement homogène en sortie, dans la chambre de tranquillisation.



**Figure 36** - Les conduites de faible diamètre du dispositif de chauffage agissent comme des éclateurs ("splitters"), ce qui assure un écoulement homogène dans le diffuseur et la chambre de tranquillisation.

### 2.1.1.3 Dimensionnement de la chambre de tranquillisation et du convergent

La chambre de tranquillisation a pour rôle d'uniformiser l'écoulement lors du passage dans le diffuseur. Elle doit être d'une longueur au moins 0,6 fois la grandeur caractéristique du jet en sortie [53]. Dans notre cas, elle est de section carrée (250 mm de côté) et mesure 250 mm de long, soit la hauteur du jet.



**Figure 37** - Zone de tranquillisation, de section carrée (250 mm en hauteur, largeur et profondeur).

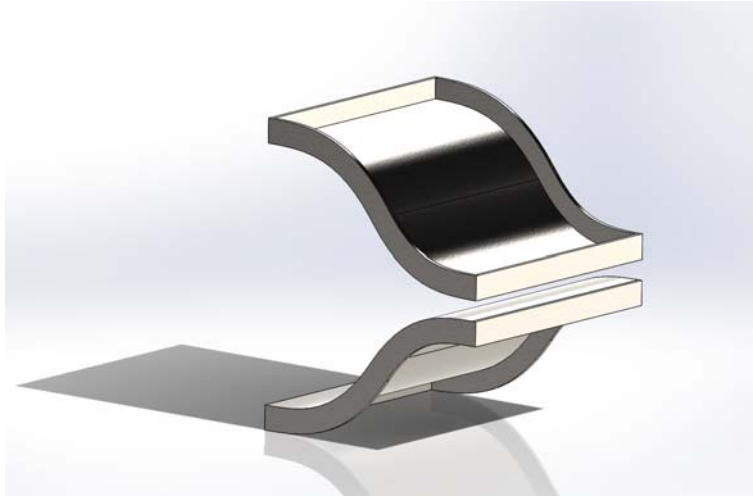
Le diffuseur a réduit la vitesse moyenne, mais le décollement des couches limites ainsi que les micro-jets en amont ont provoqué l'apparition de structures tourbillonnaires. Pour les réduire plus efficacement, on installe plusieurs plaques perforées (figure 37), présentant des trous de plus en plus fins. Ils empêchent la propagation des structures les plus grosses tandis que des micro-jets sont générés vers l'aval. Les vortex ainsi créés sont réduits d'une plaque à l'autre jusqu'à atteindre une taille où ils disparaissent sous l'action de la dissipation visqueuse [54]. Dans notre cas, 3 plaques perforées installées à équidistance les unes des autres remplissent cette fonction. Elles sont caractérisées par

leur taux de passage correspondant au rapport de l'aire des trous sur l'aire totale de la plaque perforée. L'ensemble de leurs caractéristiques est donné ci-dessous. :

Plaque perforée	1	2	3
Diamètre des trous(mm)	4	3	1
Taux de passage	0.0163	0.083	0.044
Matériau	Acier Inoxydable		

**Table 3** - Caractéristiques des grilles employées dans le diffuseur.

Le jet débouche dans l'air environnant en sortie du convergent (figure 38).



**Figure 38** - Modèle 3D du convergent (disposition horizontale pour une meilleure visualisation).

Celui-ci permet de passer d'une section de 25 x 25 cm<sup>2</sup> à une section de 2 x 25 cm<sup>2</sup> soit un rapport de contraction de 12.5. Son rôle est multiple : augmenter la vitesse de l'écoulement, obtenir un profil de vitesse homogène en sortie du convergent et obtenir un taux de turbulence le plus faible possible et homogène. Notons à ce sujet que les fluctuations longitudinales diminuent plus intensément que les fluctuations transversales [55], conformément aux relations 12 à 15,

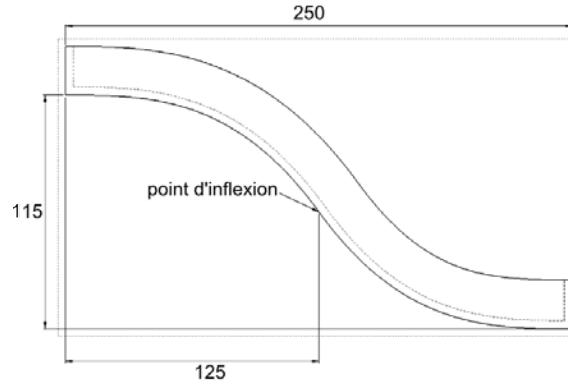
$$\frac{\Delta U_1}{U_1} = \frac{\Delta U_0}{CR^2 U_0} \quad (12)$$

$$\frac{\Delta V_1}{U_1} = \frac{\Delta V_0}{\sqrt{CR} U_0} \quad (13)$$

$$\frac{\Delta U_{rms1}}{U_1} = \frac{1}{CR^2} \sqrt{\frac{3}{4} (\ln(4CR^3) - 1)} \frac{U_{rms0}}{U_0} \quad (14)$$

$$\frac{\Delta V_{rms1}}{U_1} = \sqrt{\frac{4}{3CR}} \frac{V_{rms0}}{U_0} \quad (15)$$

où CR est le taux de contraction du convergent,  $\Delta U$  et  $\Delta V$  sont respectivement les variations de vitesse moyenne longitudinale et verticale,  $\Delta U_{rms}$  et  $\Delta V_{rms}$  leurs fluctuations associées. Les indices 0 et 1 désignent respectivement les positions en entrée et sortie du convergent. Ainsi, avec un taux de contraction de 12.5, la réduction de la composante longitudinale moyenne est de 144 fois la variation initiale, contre 3.4 fois pour la composante transverse. Pour la réduction des composantes fluctuantes, on obtient respectivement un rapport de réduction d'un facteur 59.4 et 3 pour les composantes longitudinales et transversales.

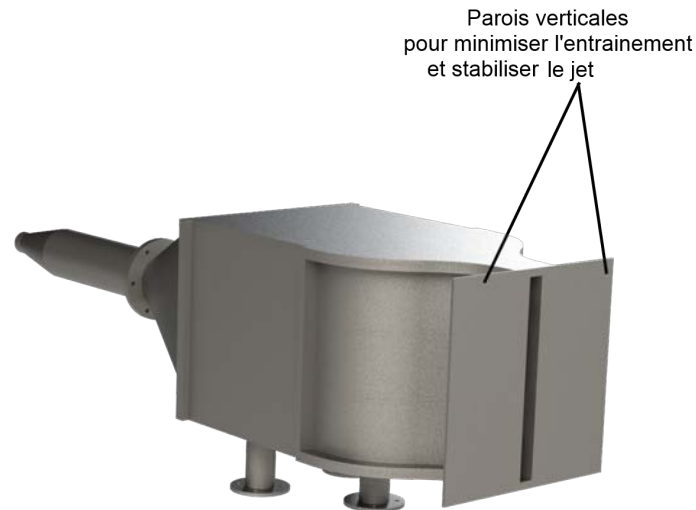


**Figure 39** - Mise en plan du demi-convergent avec ses dimensions principales.

Le convergent présente une longueur et une hauteur de 250 mm déterminée à l'aide des travaux de Su *et al.* [56], qui recommandent d'avoir un rapport [longueur du convergent / diamètre d'entrée du convergent] proche de l'unité. La distance normale entre le point le plus élevé et le point le plus bas du demi-convergent est de 115 mm (figure 39). Le profil du convergent est un polynôme de degré 6 utilisant la méthode des dérivées premières et secondes nulles décrites par Morel *et al.* [57], avec un point d'inflexion situé au milieu de la longueur du convergent, soit en  $x = 125$  mm. En effet, ce positionnement du point d'inflexion a donné de bons résultats sur le plan aéraulique. De plus, dans le cadre du projet COMIFO, Boiraud *et al.* [1] ont validé un convergent à partir de simulation numérique fluide et du logiciel commercial FLUENT.

Les parois verticales de part et d'autre du jet, visibles sur la figure 40, ont été rajoutées par soudure. Elles ont pour vocation de réduire les effets d'entraînement que pourrait générer l'écoulement. Des essais préliminaires ont révélé des structures tourbillonnaires de part et d'autre de l'écoulement en l'absence des plaques. La mise en place de celles-ci a repoussé l'effet d'entraînement et réduit les perturbations du jet.

L'ensemble de la veine est isolé par de la laine de roche de 80 mm d'épaisseur (figure 41) pour permettre d'atteindre des températures d'air élevées, en limitant les pertes thermiques par convection naturelle et afin d'accélérer la mise en place du régime permanent. Enfin, l'ensemble est installé sur un système de déplacement 3D pour permettre de régler le positionnement du montage et donc du jet, tandis que le système LASER et les caméras restent fixes. Ainsi les réglages LASER et caméras sont conservés tout au long des cartographies de l'écoulement.



**Figure 40** - Veine intégrale avec les plaques soudées, avant isolation.



**Figure 41** - Veine installée sur son système de déplacement et isolée par de la laine de roche de 80 mm d'épaisseur.

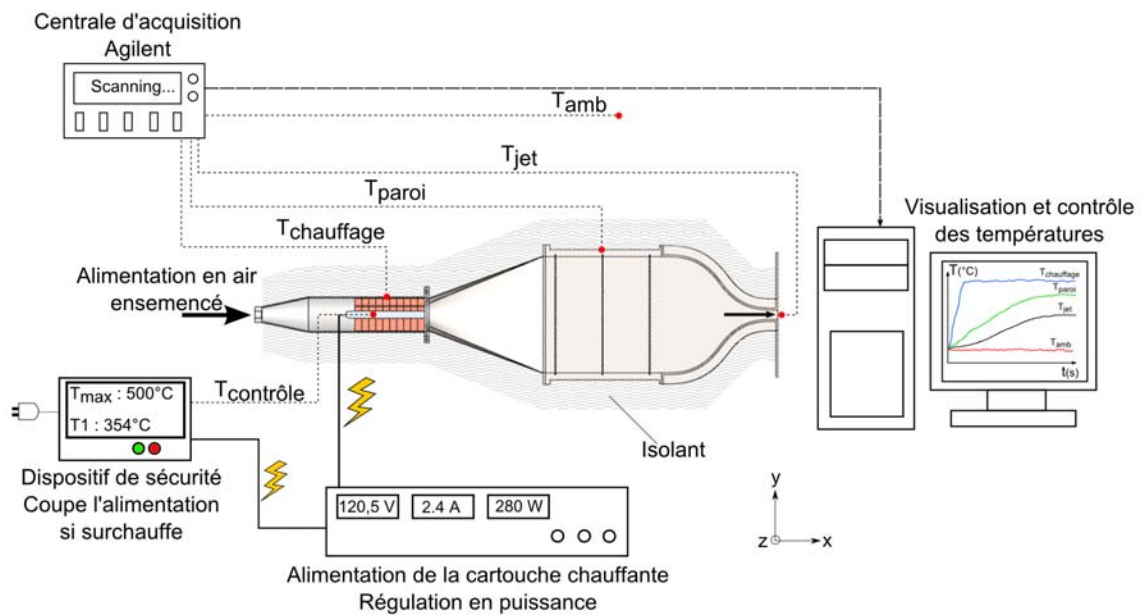
### 2.1.2 Instrumentation thermique de la veine d'essais

L'instrumentation de la veine se compose de plusieurs thermocouples permettant de contrôler la température lors des essais en configuration "air chaud". Celui situé dans la cartouche chauffante est directement relié à un boîtier de sécurité, qui coupe l'alimentation de la cartouche si sa température excède 500 °C. Deux autres thermocouples permettent de mesurer la température de la paroi extérieure à l'interface avec l'isolant, au dessus de la cartouche (qui doit demeurer inférieure à 400 °C, température maximum supportée par l'isolant) et dans le cône potentiel du jet, afin d'avoir une température de référence lors des étalonnages.

Les températures sont relevées par une centrale HP-Agilent HP-34970A-16 bits équipée d'une carte d'acquisition 20 voies. Les températures sont relevées toutes les 5 secondes

## 2.1. LE JET PLAN

et reportées dans un programme Labview qui permet le stockage, le suivi temporel, l'analyse statistique et l'affichage des différentes températures mesurées. La compensation de soudure froide est ici externe, ce qui permet d'obtenir une bonne précision sans avoir recours à un bain thermostaté. La température de compensation est située au niveau du bornier de la carte d'acquisition, où elle est obtenue par le biais d'une thermistance. Cette valeur est connue avec une précision donnée par le constructeur. Le dispositif complet est représenté sur la figure 42.

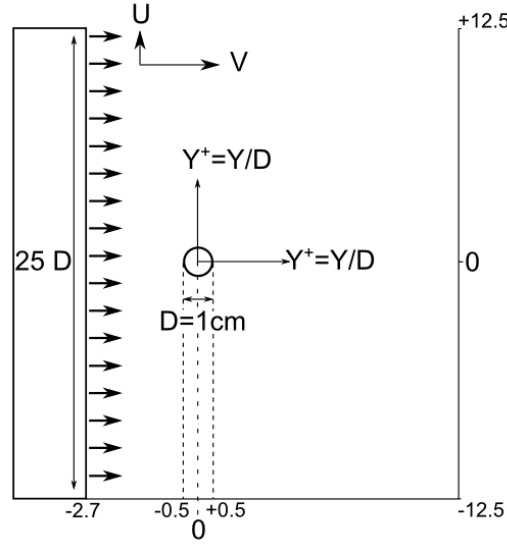


**Figure 42** - Représentation schématique de l'instrumentation thermique de la veine pour la configuration jet chaud, en vue de dessus.

### 2.1.3 Caractérisation aérodynamique du jet plan

Un écoulement représentatif du régime de fonctionnement idéal de la veine, calibré à 1.1 m/s, a été caractérisé par PIV afin de s'assurer de la qualité aérodynamique du jet plan. La vitesse de sortie est contrôlée à partir du débit fixé par un col sonique de 1.2 mm de diamètre au col situé à l'entrée du circuit d'alimentation. Deux manomètres de précision permettent de contrôler la pression en amont du col et d'en réduire les fluctuations. La pression en aval du col sonique, fixée par les pertes de charge propres aux différents dispositifs d'ensemencement ainsi que par une vanne pointeau, permet de définir le débit d'air et donc la vitesse finale de l'écoulement. D'autres essais à différentes vitesses (de 0.3 m/s à 5 m/s) ont également été conduits mais on ne représentera ici que les essais à la vitesse de référence, à savoir 1.1 m/s. Enfin, des mesures ont également été conduites sur la veine pivotée de  $90^{\circ}$  (jet horizontal) afin d'observer le cône potentiel sur toute la hauteur de la veine.

Dans les représentations graphiques, toutes les distances sont normalisées par rapport au diamètre du cylindre chauffé de 1 cm (qui sera détaillé dans la section suivante), tandis que les vitesses longitudinales et transversales seront normalisées par rapport à la vitesse longitudinale maximale. L'ensemble des dénominations est récapitulé figure 43.



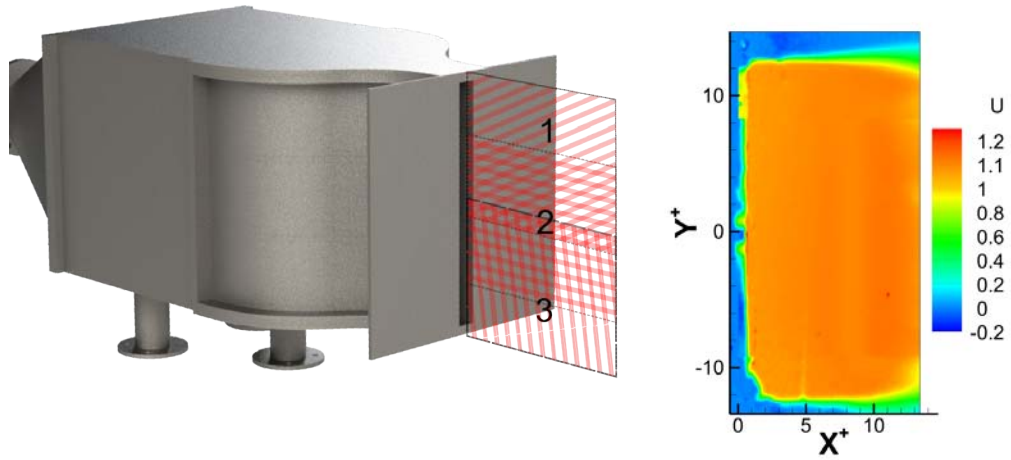
**Figure 43** - Définition des coordonnées spatiales en fonction de la position du cylindre chauffé et de son diamètre. Normalisation des vitesses longitudinales et transversales en fonction de la vitesse longitudinale maximale.

Les mesures de vitesse par PIV 2D sur toute la hauteur de la veine ont été réalisées au centre du cône potentiel du jet produit ( $z = 0$ ). Pour se faire, 3 champs de vitesse ont été assemblés. Ils résultent de 800 doublets d'images obtenus à une fréquence d'acquisition de 4 Hz et présentant une résolution de  $1280 \times 1024$  pixels. Ils ont été traités classiquement par un algorithme d'inter-corrélation adaptatif, diminuant la taille des fenêtres d'interrogation de  $64 \times 64$  pixels à  $16 \times 16$  pixels avec 50 % de superposition ("overlapping") de manière à fournir le plus haut taux de validation de vecteurs possible. Les champs obtenus après cette procédure contiennent quelques artefacts (des vecteurs isolés de sens opposé à l'écoulement, ou d'une taille disproportionnée) et un algorithme de validation des vecteurs est appliqué afin de rejeter les vecteurs aberrants et de les remplacer par une interpolation des vecteurs validés avoisinants. Il en résulte un champ de  $159 \times 127$  vecteurs pour chacune des trois parties du champ complet, qui sont ensuite assemblées pour composer la représentation finale présentée sur la figure 44 (composante  $U$  selon  $x$ ).

Du fait de l'angle de la caméra de PIV, les profils ne sont accessibles qu'à partir de la position  $X^+ = 1.5$ , ce qui n'est en soit pas dommageable dans la mesure où le barreau chauffé sera installé à  $X^+ = 2.7$ . Considérons maintenant plusieurs profils de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence situés dans le cône potentiel du jet, en amont et aval de la position prévue du barreau chauffé. L'intensité de turbulence longitudinale est définie comme :

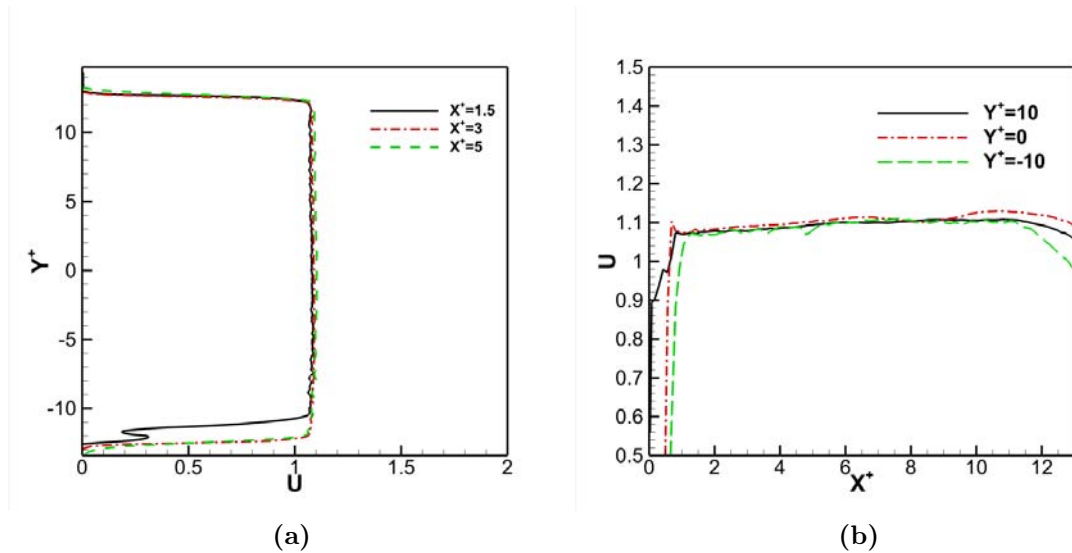
$$It_u = \frac{U_{RMS}}{U} \quad (16)$$

avec  $It_u$  l'intensité de turbulence longitudinale,  $U_{RMS}$  la fluctuation de la vitesse longitudinale, et  $U$  la vitesse longitudinale moyenne. La figure 45a met en évidence une forme de profil attendue. L'épaisseur de la couche de cisaillement en haut et en bas



**Figure 44** - Zone de mesure du champ complet et composante U résultante.

du jet est inférieure à moins de 1 cm, avec une exception pour le profil en  $X^+ = 1.5$  dont la transition inférieure s'étend sur 2,3 cm. Celle-ci pourrait-être liée à un problème d'ensemencement. On constate en effet sur la vue 2D du champ de la figure 44 un établissement du jet plus long à la limite inférieure, entre  $X^+ = 1$  et  $X^+ = 2$ . Toutefois, entre  $Y^+ = 10$  et  $Y^+ = -10$ , le profil de l'écoulement est complètement plat et invariable jusqu'à  $X^+ = 9$  comme en atteste la figure 45b.

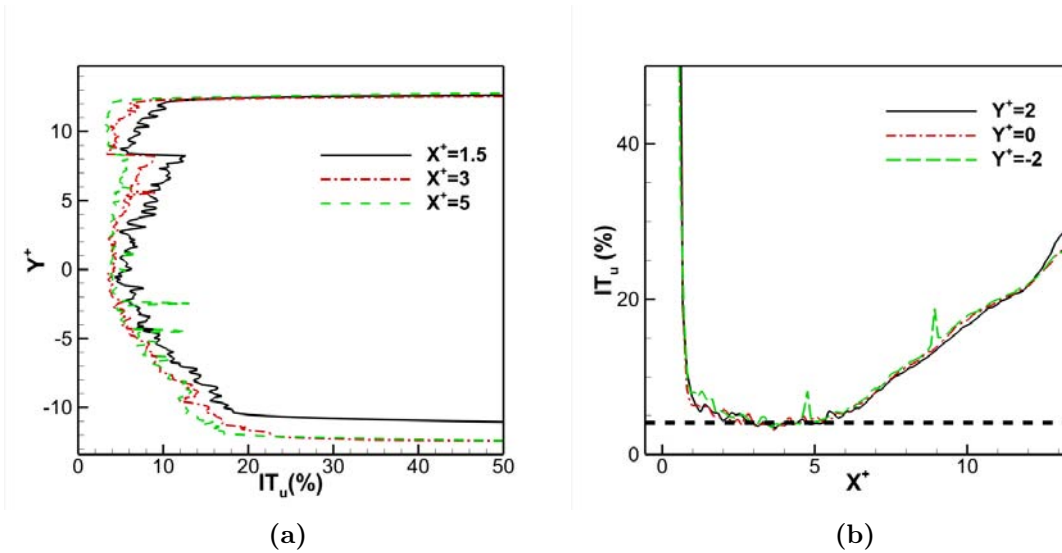


**Figure 45** - (a) : profils de vitesse moyenne longitudinale  $U$  ( $Z^+ = 0$ ). (b) : évolution de la vitesse moyenne longitudinale  $U$  selon  $X^+$  ( $Z^+ = 0$ ).

Pour  $-5 < Y^+ < 5$ , la fluctuation de vitesse moyenne  $U_{RMS}$  est inférieure à 0,1 m/s soit

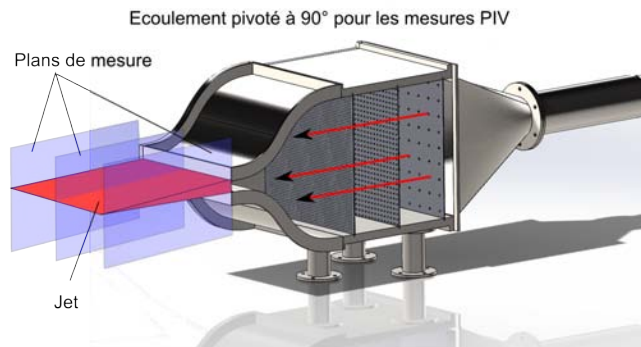


moins de 9%. Entre  $-1 < Y^+ < 1$ , les variations sont inférieures à 5%. On peut ainsi attester de l'efficacité des éclateurs, des grilles perforées et du convergent : en estimant l'intensité de turbulence longitudinale  $IT_u$ , on constate qu'elle se situe sous 10% entre  $-5 < Y^+ < 5$  et qu'entre  $-2 < Y^+ < 2$  elle avoisine les 5% et ce jusqu'à  $X^+ = 6$  (figure 46b). La discontinuité visible à  $Y^+ = 8$  sur la figure 46a est quant à elle un artefact de la fusion des différents plans de PIV réalisés.

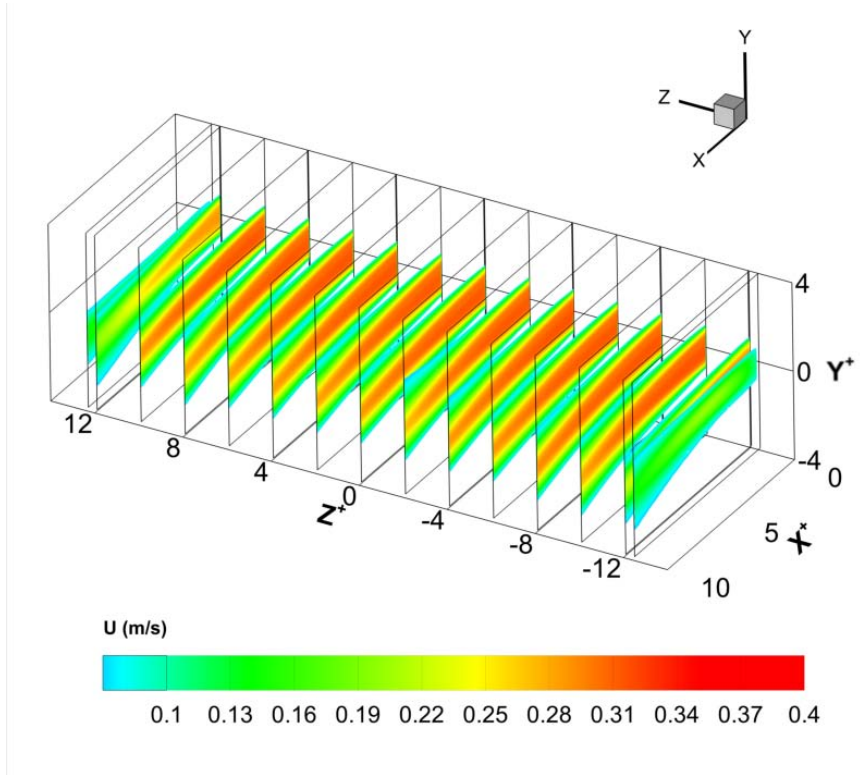


**Figure 46** - (a) : intensité de turbulence longitudinale  $IT_u$  selon  $Y^+$ . (b) :  $IT_u$  selon  $X^+$ .

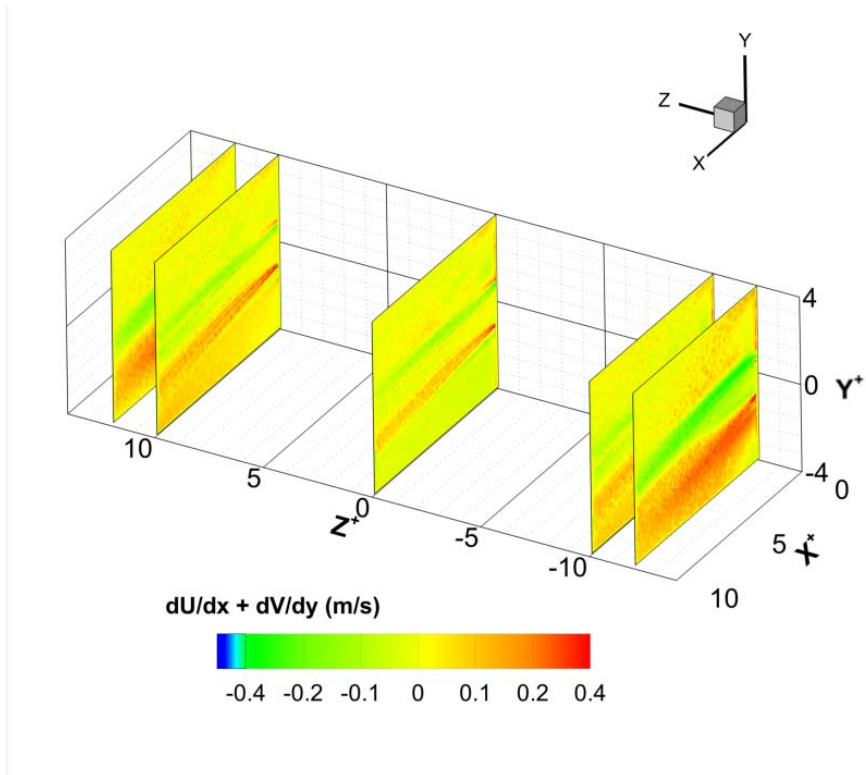
Des plans de mesure PIV ont été réalisés sur le jet pivoté de  $90^\circ$  (figure 47) afin de s'assurer que ces résultats obtenus en  $Z^+ = 0$  étaient pertinents dans le cône potentiel. Afin de se placer dans le cas le plus défavorable vis à vis des perturbations extérieures à même de modifier le caractère 2D de l'écoulement, la vitesse est fixée à la vitesse minimale de fonctionnement de la veine, soit 0.3 m/s. La configuration correspondante est schématisée figure 47, tandis que les plans réalisés sont représentés sur la figure 48a.



**Figure 47** - Représentation du jet pivoté à  $90^\circ$ .



(a)



(b)

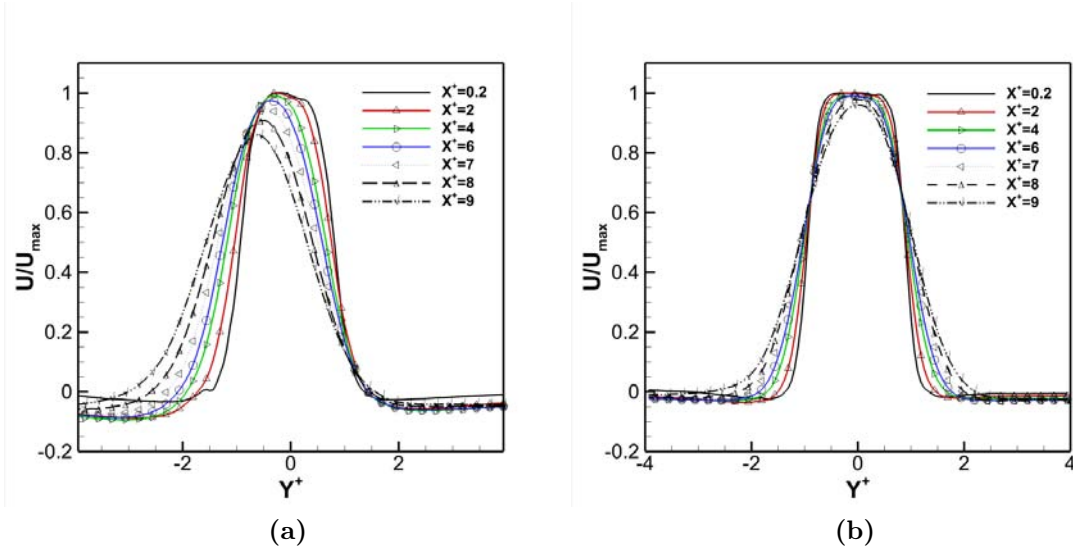
**Figure 48** - Assemblages selon  $Z^+$  des plans de PIV réalisés. **(a)** : Représentation de la vitesse moyenne longitudinale  $U$ . **(b)** : représentation de la divergence bidimensionnelle.

On constate que même à cette vitesse, le cône potentiel est présent et s'étend jusqu'à  $X^+ = 4$ . Les plans réalisés témoignent d'un comportement parfaitement 2D du jet jusqu'à  $Z^+ = \pm 12$  où les champs de vitesse sont modifiés par la proximité des extrémités. Pour s'en assurer, on s'intéresse à la conservation de la masse, pour un écoulement isotherme ( $\rho = \text{constante}$ ) :

$$\rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (17)$$

Or, si la somme  $\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y}$  est nulle, alors le terme  $\frac{\partial W}{\partial z} = 0$  l'est également. Ainsi, en calculant la somme des dérivées partielles des composantes U et V en tout point de l'image, on peut s'assurer du caractère 2D de l'écoulement : les zones qui s'éloignent de la valeur nulle témoignent d'effets 3D (figure 48b).

On s'aperçoit là encore que jusqu'à  $X^+ = \pm 10$  les plans présentent un écoulement 2D hormis les couches de mélange. Les effets 3D ne deviennent vraiment sensibles qu'à partir de  $X^+ = \pm 12$ . Toutefois, le jet présente une déviation vers le bas, visiblement liée à sa faible vitesse (figure 49a). Mais dès 0.6 m/s, celle-ci n'est plus présente (figure 49b). Un effet Coanda [58] pourrait être à l'origine de ce comportement. Ce n'est toutefois pas un problème pour la suite des essais de PLIF, dans la mesure où le jet est vertical et présente une vitesse supérieure à 0.6 m/s. En effet, la vitesse de référence est de 1,1 m/s, pour laquelle le jet est bien bidimensionnel, symétrique et présente une turbulence faible.



**Figure 49** - (a) : profils normalisés  $U/U_{max}$  selon  $X^+$  pour  $U=0.3$  m/s. (b) : profils normalisés  $U/U_{max}$  selon  $X^+$  pour  $U=0.6$  m/s.

## 2.2 Le cylindre chauffé

Le cylindre chauffé est une cartouche Vulstar de 41 cm de long pour 1 cm de diamètre. La zone de chauffe effective est de 30 cm et la puissance électrique admissible est de

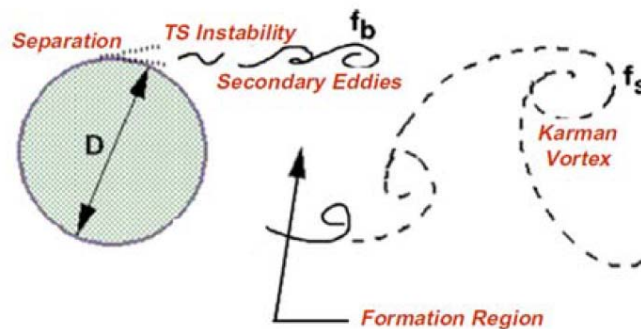
1000 W. Il est placé sur deux supports réglables en hauteur usinés de manière à limiter au maximum leur impact sur la visualisation des champs de mesure. De l'isolant haute température prévient également le contact direct entre le cylindre et les supports afin de réduire les fuites thermiques par conduction. Enfin, l'ensemble est peint en noir pour obtenir une émissivité importante ( $\epsilon = 0.95 \pm 0.02$ ) et connue.



**Figure 50** - Photo du cylindre chauffé sur ses supports, devant la veine d'essais.

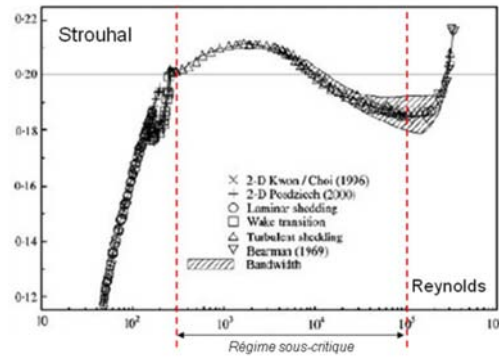
### 2.2.1 Convection autour d'un cylindre chauffé : rappels bibliographiques

En conditions isothermes, le nombre de Reynolds autour du cylindre, défini par  $Re = \frac{U_\infty D}{\nu}$ , vaut 705 pour l'écoulement de référence à 1.1 m/s, ce qui situe le sillage du cylindre dans le régime sous-critique [1]. Il est caractérisé par des lâchers alternatifs de structures tourbillonnaires laminaires (allée de Von Karman) et tridimensionnelles ( $Re > 180$ ) qui se déforment rapidement dans le sillage pour devenir pleinement turbulentes. Dans le régime sous-critique, cette transition vers la turbulence est relativement proche du point de décollement sur le cylindre et les couches limites laminaires s'enroulent en petits tourbillons dits de Kelvin-Helmholtz qui interagissent avec les tourbillons de Von Karman. La topologie tourbillonnaire de ce régime est illustrée par la figure 51.



**Figure 51** - Schéma de la topologie tourbillonnaire en régime sous-critique, Jordan *et al.* [59].

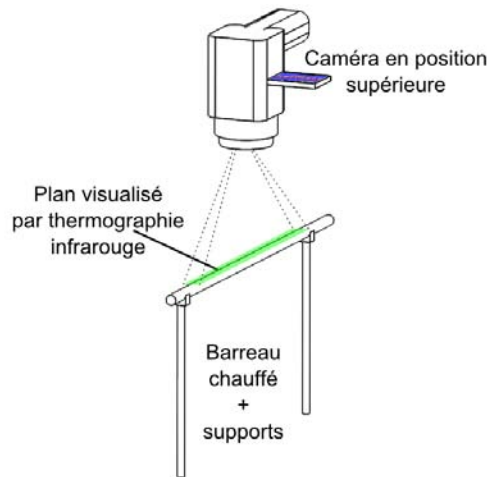
Dans ce régime, l'écoulement évolue peu en fonction du nombre de Reynolds (jusqu'à  $10^5$ ), le nombre de Strouhal demeurant constant autour de  $0.2 \pm 10\%$  [60] (figure 52).



**Figure 52** - Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds, Norberg [60].

### 2.2.2 Caractérisation thermique du cylindre chauffé

La température du cylindre est contrôlée par une alimentation électrique identique à celle utilisée pour le chauffage de l'air, permettant une régulation en puissance. En pratique, il est possible d'atteindre des températures de surface du cylindre de 350 °C en moyenne. Des mesures de température par thermographie infrarouge ont permis d'estimer l'homogénéité thermique sur la partie chauffée du cylindre (figure 53).

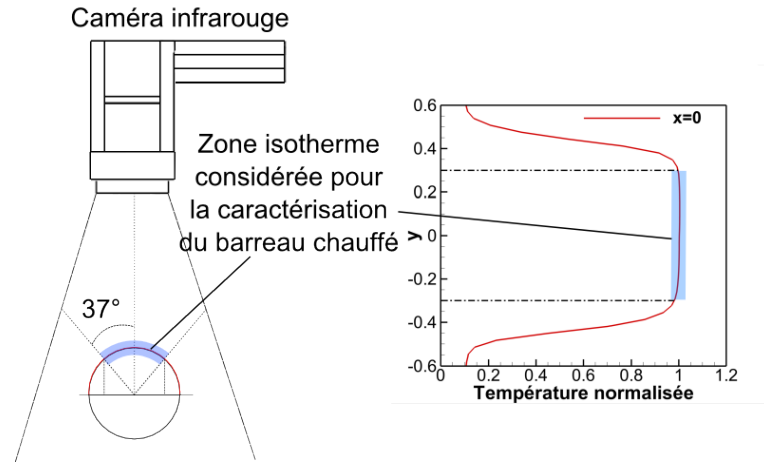


**Figure 53** - Positionnement de la caméra thermique autour du cylindre chauffé pour évaluer la répartition de température et particulièrement son homogénéité (configuration de convection naturelle).

La caméra infrarouge utilisée est un modèle dénommé "NS 9500" de la marque InfRec, qui permet une mise au point à une distance minimum de 20,5 cm (ce qui correspond alors à un ratio de 0,19 mm<sup>2</sup>/pixel). Couplée à son logiciel de traitement, elle permet d'obtenir des images thermiques de 320 × 240 pixels avec une précision relative supposée de 0,01 K. Dans la pratique, la précision admise pour une caméra thermique non-refroidie est de 1 K. Par ailleurs, la nature cylindrique du barreau implique une

## 2.2. LE CYLINDRE CHAUFFÉ

sous-estimation de la température sur les zones visibles du cylindre dont les normales sont les plus éloignées de l'axe de la caméra. Pour la détermination de la température du barreau, on se restreindra à la zone visible jusqu'à  $\pm 37^\circ$  de l'axe caméra (figure 54).



**Figure 54** - Représentation de la zone considérée pour la caractérisation du cylindre chauffé.

Au-delà de cet angle, le rayonnement perçu par la caméra n'est plus représentatif de la température du cylindre du fait de la courbure de celui-ci. En pratique, cela revient à visualiser un cylindre de 0.6 cm de diamètre en lieu et place du diamètre réel de 1 cm. On ne considérera que les températures de cette zone pour la suite de la caractérisation.

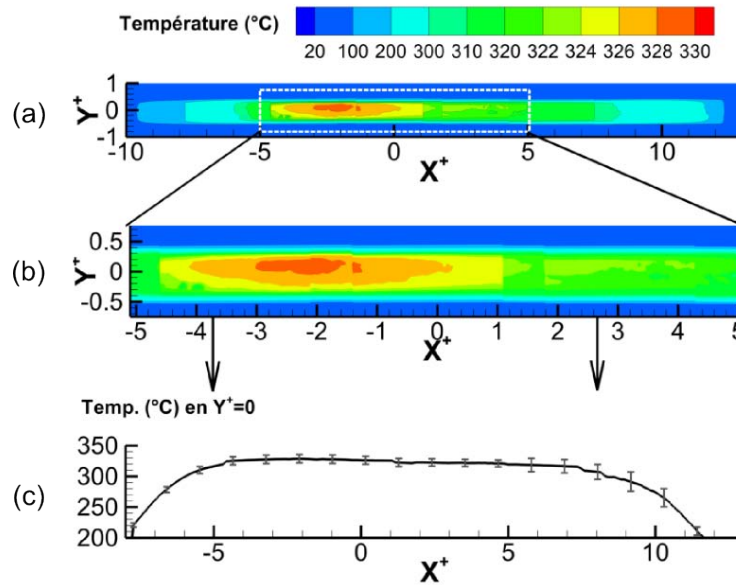
Les premières mesures ont été effectuées en régime de convection naturelle sans écoulement impactant. Le tableau 4 récapitule les essais effectués en fonction de la puissance et de la température moyenne de la surface. Toutefois, seul l'essai à la température maximale (puissance de 100 W) sera présenté. La figure 55 présente le champ moyen de températures à 100 W, correspondant à une température maximale de 325 °C en référence. La visualisation est réalisée sur la moyenne de 100 images instantanées obtenues à intervalle régulier sur une durée de 15 minutes, après avoir laissé le régime convectif du cylindre s'établir pendant 2 heures.

Puissance (W)	7.2	12.6	29	40	65.7	81.5	100
Température de référence	65°C	92°C	154°C	200°C	245°C	278°C	325°C

**Table 4** - Puissances de chauffage et températures moyennes correspondantes lors des essais de qualification du cylindre chauffé.

On constate ainsi un champ relativement homogène autour de 325 °C sur  $-5 < x < 5$  (avec un écart type sur la mesure de  $\pm 6^\circ\text{C}$  calculé à l'aide des 100 images instantanées). On notera toutefois une zone de température plus élevée entre  $-4 < X^+ < 1$ , ce qui témoigne d'un flux imparfaitement homogène. Mais l'écart maximum par rapport à la valeur moyenne de 325 °C étant de 1,4% (soit 4,6°C), on peut assumer que l'homogénéité





**Figure 55** - Champ de température supérieur du cylindre en convection naturelle, à 100 W. (a) : le cylindre complet. (b) : un agrandissement de la zone  $X^+ = [-5; 5]$ . (c) : le profil de température en  $y=0$ . Les barres d'erreur représentent l'écart-type de la température. Les échelles de couleur sont volontairement choisies pour exagérer les disparités de température.

du cylindre est satisfaisante pour les essais en convection mixte dans la mesure où l'on se situe à  $X^+ = 0$ . En effet, au-delà de  $X^+ = \pm 5$ , la température chute rapidement, passant de 300 à 200 °C entre  $X^+ 7$  et  $X^+ = 11,5$  et entre  $X^+ = -6$  et  $X^+ = -8$ . Les limites de la cartouche chauffante, ainsi que les effets de ponts thermiques des supports sont ici directement responsables. On choisit de faire impacter le jet entre  $-1 < X^+ < 1$ . Les essais conduits aux températures plus basses (7,2 W à 81,5 W) confirment ces résultats, validant ainsi l'utilisation de la cartouche comme obstacle au jet pour la suite des présents travaux.

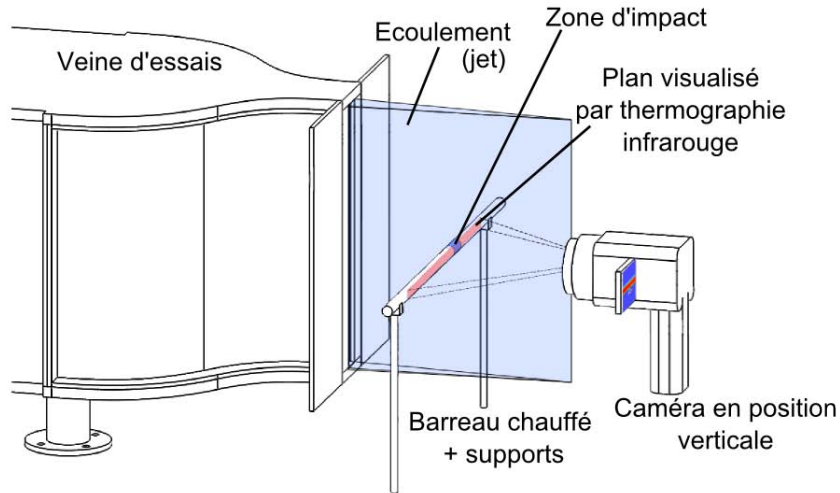
Il s'agit maintenant de définir les plages de température à utiliser avec le jet et donc les régimes de convection correspondants. Lors des essais avec écoulement, la température du barreau baisse logiquement par rapport aux essais en convection naturelle. C'est celle-ci qui nous servira de référence dans la suite, puisqu'elle permet de déterminer le nombre de Richardson et donc le régime de convection. Pour estimer la température d'étude du barreau chauffé dans l'écoulement, le choix s'est également porté sur la thermographie infrarouge.

### 2.2.3 Choix des régimes de convection

Pour les essais de thermographie du barreau chauffé avec écoulement, la veine est installée en configuration verticale, avec la vitesse de sortie du jet fixée à 1.1 m/s, ce qui correspond à la vitesse de référence de la veine, à laquelle les mesures PLIF avec le barreau seront réalisées. Le cylindre chauffé est placé à une distance d'un diamètre de la buse, le centre du jet aligné avec le centre  $X^+ = 0$  de la partie chauffante du barreau. La température de sa surface est mesurée par la caméra thermique, cette fois située face

## 2.2. LE CYLINDRE CHAUFFÉ

à l'écoulement (figure 56). Des essais à 20, 40 et 100 W ont été réalisés, simultanément à des mesures PIV pour observer les profils de vitesse autour du cylindre et déterminer précisément le régime de convection.



**Figure 56** - Acquisition par thermographie infrarouge des cartographies de température du cylindre avec écoulement impactant.

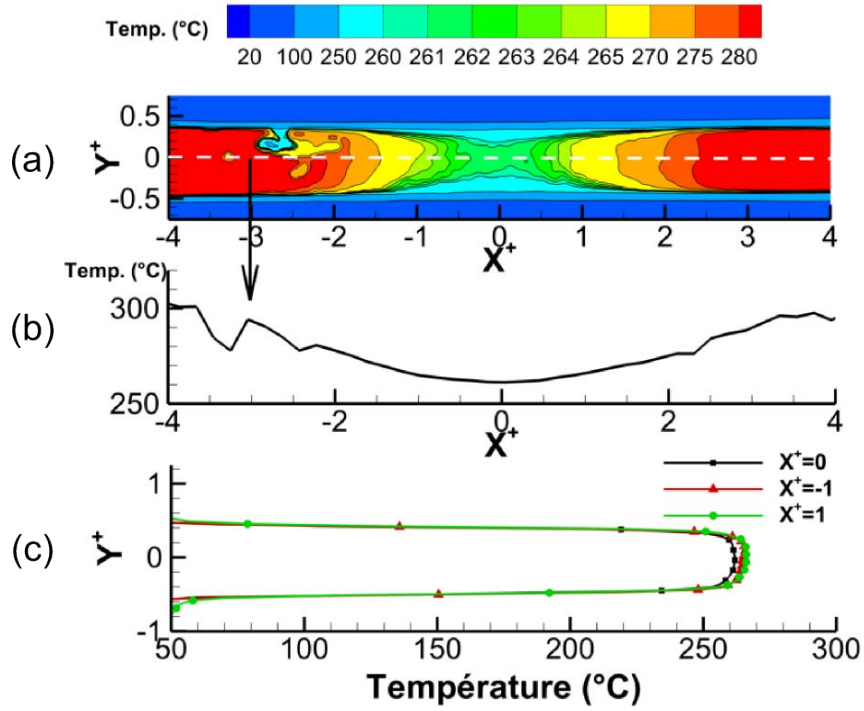
### 2.2.3.1 Cartographie de température du cylindre en situation de convection forcée

Les mesures de thermographie (moyennées sur 100 images comme pour la convection naturelle) révèlent une chute de température moyenne du barreau attendue. Avec une alimentation de 100 W, la température maximale relevée à l'arrière du cylindre n'est plus que de 300 °C en moyenne, contre 325 °C en régime de convection naturelle. Dans la zone d'impact ( $-1 < X^+ < 1$ ), la température chute à 260 °C.

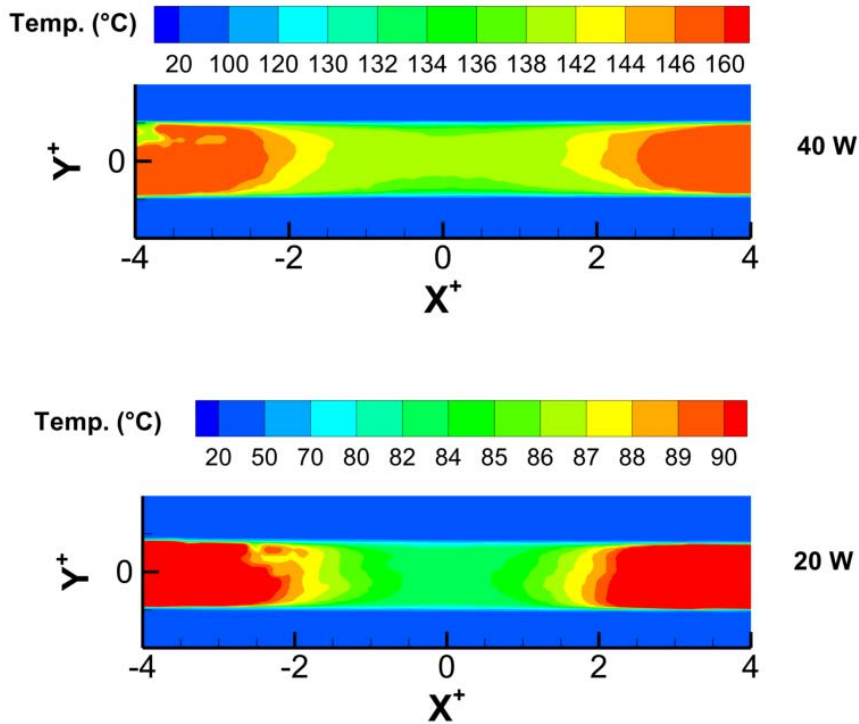
La figure 57 représente les champs de température obtenus, ainsi que le profil de température en  $Y^+ = 0$  et en  $X^+ = [-1; 0; 1]$ , afin d'observer la répartition de la température dans la zone de l'écoulement. On constate ainsi qu'entre  $-1 < X^+ < 1$ , la température ne varie que de  $\pm 3^\circ\text{C}$  soit moins de 1,2%. La chute de température visible entre  $X^+ = -2$  et  $X^+ = -3$  à  $Y^+ = 0,2$  est due à une discontinuité de l'émissivité du barreau  $\epsilon = 0,95$ , la peinture noire utilisée ayant tendance à s'effriter lors des manipulations.

Pour s'en assurer, la zone d'impact lors d'essais à 20 et 40 W a été déplacée : la discontinuité de température apparaît à l'identique quelle que soit la position du jet impactant ou la puissance (figure 58). La température moyenne ainsi relevée entre  $-1 < X^+ < 1$  en  $Y^+ = 0$  va être utilisée dans la section suivante pour définir les régimes de convection.





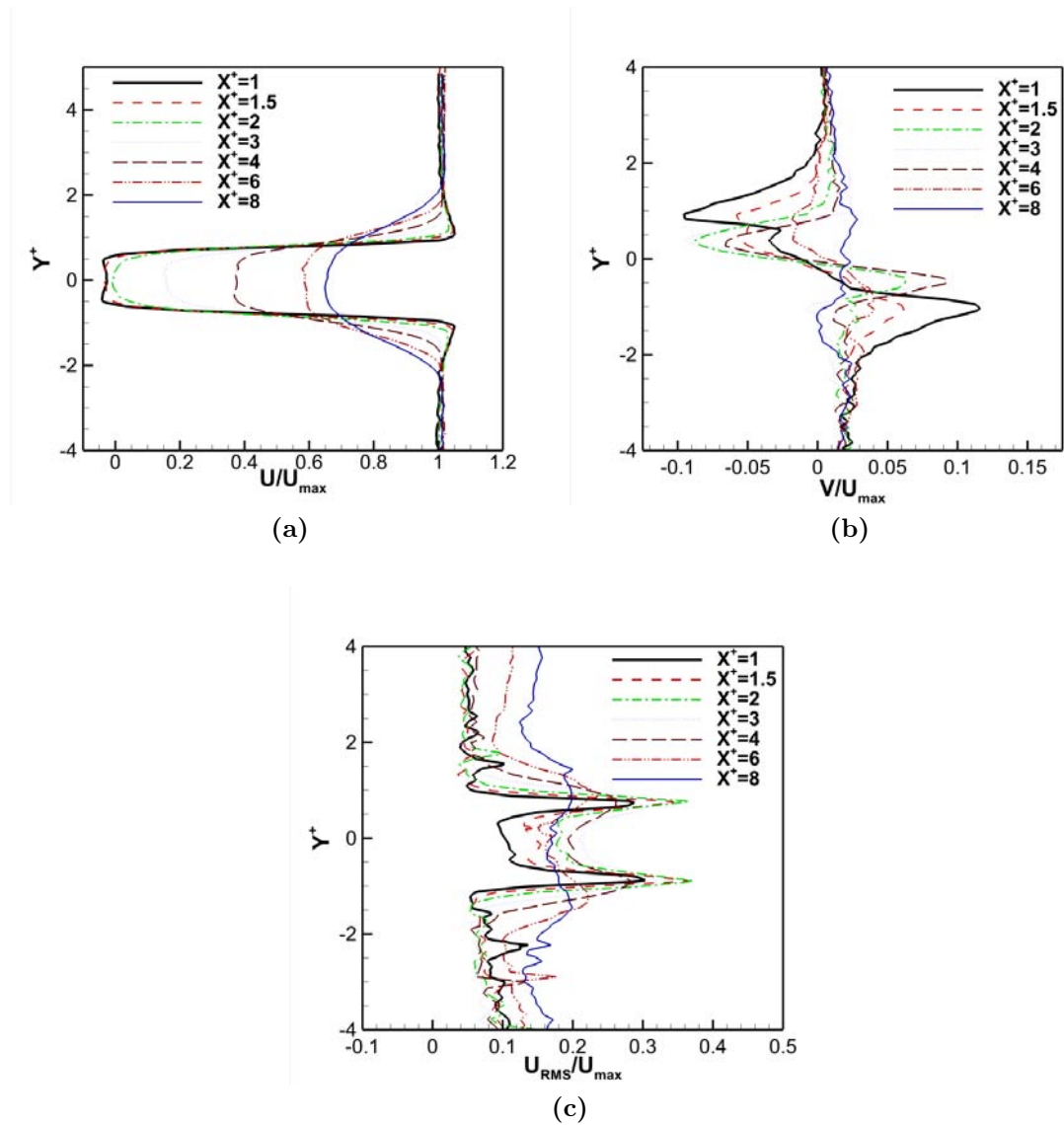
**Figure 57** - Champ de température du cylindre à 100 W avec écoulement. (a) : la zone  $X^+ = [-4; 4]$ . (b) : le profil de température en  $Y^+ = 0$ . (c) : les profils en  $X^+ = 0$  et  $X^+ = \pm 1$ . Les échelles de couleur sont choisies pour volontairement exagérer les disparités de température.



**Figure 58** - Champs de températures du cylindre en convection mixte, à 20 et 40 W.

### 2.2.3.2 Régimes de l'écoulement et conséquences sur la convection

La configuration isotherme ne sera pas étudiée en détails dans la mesure où nos travaux se concentrent sur l'acquisition de champs de température. Cependant, on peut envisager de coupler des mesures PIV et PLIF (à une seule longueur d'onde) afin d'étudier le champ scalaire et de pouvoir remonter aux taux de déformation, à la vorticité et au taux de dissipation [61]. Hélas, la fréquence d'acquisition de notre système PLIF (4 Hz maximum en pleine résolution) ne permet pas une telle étude, les images obtenues n'étant pas temporellement corrélées. C'est pourquoi les seules mesures effectuées en configuration isotherme ont visé à s'assurer de la parfaite symétrie de l'écoulement autour du cylindre dans cette configuration, validant ainsi le positionnement du cylindre par rapport à la buse de soufflage. Les figures 59a à 59c rendent ainsi compte des profils de vitesse dans le sillage du cylindre, longitudinalement et transversalement.



**Figure 59** - Profils de vitesses pour le cylindre isotherme. (a) : profils de vitesse moyenne longitudinale. (b) : profils de vitesse moyenne transversale. (c) : profils de vitesse fluctuante.

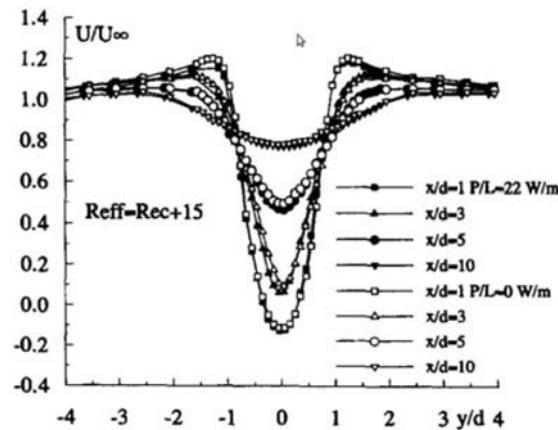
On constate ainsi une parfaite symétrie de l'écoulement, dont les profils normalisés présentent une accélération longitudinale en haut et en bas du cylindre en  $X^+ = 1$ , en aval de celui-ci, en accord avec la littérature [62].

Pour les cas anisothermes, nous avons calculé les différentes grandeurs thermophysiques afin d'estimer le nombre de Richardson et d'en déduire le régime d'écoulement correspondant. Pour notre cas de référence (100 W), les valeurs sont répertoriées dans le tableau 5.

Puissance (W)	Temp. moy. du cylindre (°C)		Temp. de film (°C)
100	262.5		141.3
	Reynolds	Grashof	Nusselt
404	7726	10.6	0.047

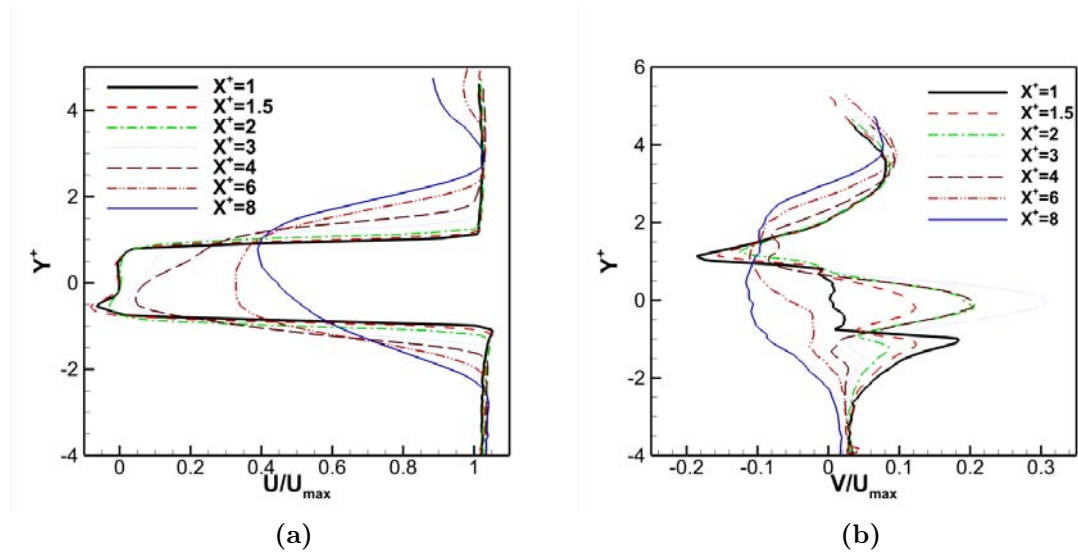
**Table 5** - Grandeurs physiques calculées pour le cylindre chauffé à 100 W avec écoulement à 1.1 m/s.

Ainsi, avec un nombre de Richardson de 0.047 obtenu pour une puissance 100 W, l'écoulement autour du barreau devrait appartenir au régime de la convection forcée. Dans ce cas, l'influence des effets de flottabilité est négligeable, les profils de vitesse longitudinale moyenne sont symétriques par rapport au plan du cylindre (figure 60) de même que les écarts-types des vitesses longitudinales et transversales [63, 1].



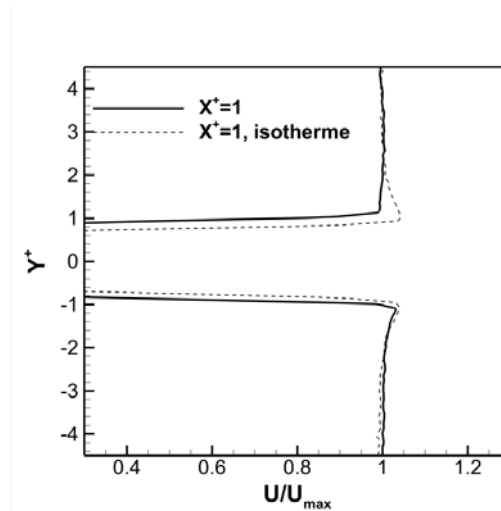
**Figure 60** - Profils de vitesse longitudinale moyenne dans le sillage d'un cylindre circulaire en régime de convection forcée, à Reynolds 65, Dumouchel [63].

Des mesures PIV de l'écoulement autour du barreau chauffé ont été réalisées pour être comparées aux études précédentes. Les profils moyens des vitesses longitudinales et transversales sont rapportés sur les figures 61a et 61b.



**Figure 61** - Profils de vitesses moyennes longitudinale (a) et transversale (b) dans le sillage du cylindre chauffé à 100 W.

Une dissymétrie très marquée témoigne d'effets de flottabilité non-négligeables. En effet, les profils présentent un décalage vers les  $Y^+$  positifs pour des  $X^+$  croissants témoignant de l'élévation de l'écoulement. Bien que le nombre de Richardson soit inférieur à la limite de  $Ri = 0.24$  normalement considérée, il est indéniable que le régime de convection observé est celui de la convection mixte. Dans le cas d'un régime de convection forcée, les profils devraient être symétriques par rapport à l'axe  $Y^+ = 0$ , ce qui n'est pas le cas ici. On notera particulièrement que si l'accélération au-dessous du cylindre n'est pas significative, la décélération au-dessus du cylindre est elle très visible sur le profil  $X^+ = 1$  (figure 62), ce qui est conforme aux résultats de Bhattacharyya *et al.* [62].

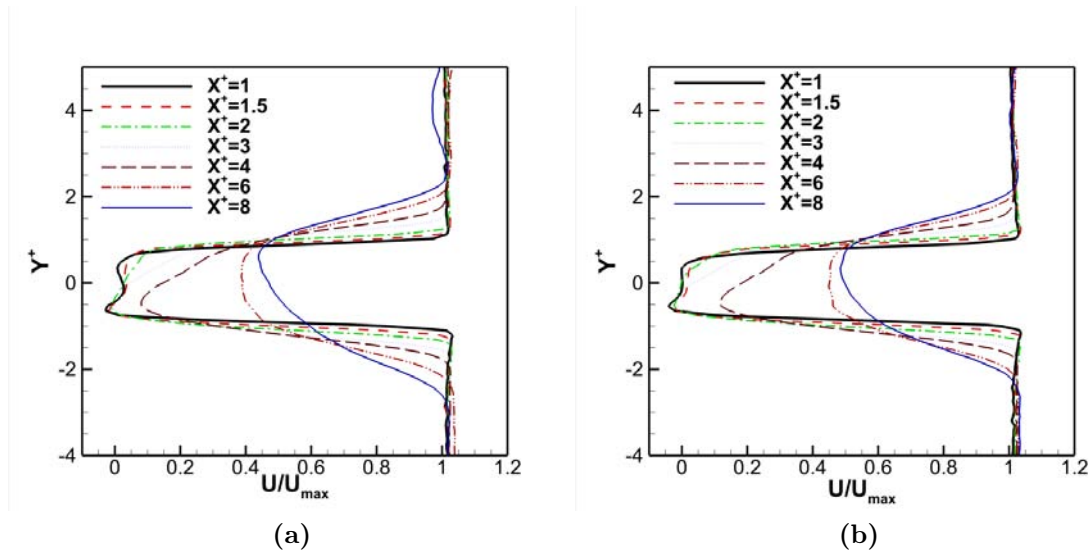


**Figure 62** - Profils en  $X^+ = 1$  des configurations isotherme et chauffée (100 W), démontrant la dissymétrie qui apparaît autour du cylindre en convection mixte (décélération au dessus du cylindre).

Avec un cylindre à 260 °C dans un écoulement à 1.1 m/s, le régime observé est donc celui de la convection mixte. Même si le nombre de Richardson calculé est très inférieur à celui de l'écoulement étudié par Boiraud [1] (et que nous envisagions initialement d'approcher le plus possible), nous constatons qu'à cette échelle, les effets de flottabilité demeurent importants en proche cylindre malgré un nombre de Richardson très faible (environ 0.05).

Afin de pouvoir comparer nos mesures PLIF à venir dans ce régime à un régime plus classique de convection forcée, la puissance d'alimentation du barreau a été diminuée afin d'abaisser sa température. Idéalement, nous aurions préféré augmenter la vitesse de l'écoulement, la PLIF offrant un meilleur ratio signal-sur-bruit aux hautes températures, mais les contraintes de sécurité liées aux dispositifs d'ensemencement limitent la vitesse de l'écoulement : au delà de 1.1 m/s, la quantité d'acétone nécessaire devient trop importante et il devient difficile de contrôler la concentration, comme nous le verrons plus loin.

Là encore, des mesures PIV ont été réalisées sur l'écoulement autour du barreau alimenté respectivement par 40 et 20 W (puissances auxquelles la cartographie de température avait été réalisée). Les profils des vitesses moyennes longitudinales sont rapportées figures 63a et 63b.



**Figure 63** - Profils de vitesse moyenne longitudinale pour des puissances injectées de 40 W (a) et 20 W (b).

On constate des dissymétries dans les profils longitudinaux propres à la convection mixte, et ce malgré des nombres de Richardson respectifs de 0.027 à 138 °C (40 W) et de 0.016 à 86 °C (20 W). Il faudrait vraisemblablement diminuer encore la température du cylindre (ou pouvoir augmenter la vitesse de l'écoulement) pour parvenir à un véritable écoulement de convection forcée. Car si la décélération de l'écoulement au-dessus du cylindre n'est plus visible, l'évolution des profils selon l'ordonnée  $x$  croissante révèle que même à une puissance de 20 W, les effets de flottabilité sont loin d'être néglige-

ables. On s'est par ailleurs assuré que ces effets n'étaient pas dûs à une modification du comportement du traceur avec la montée en température : le nombre de Stokes qui, comme on l'a vu précédemment, détermine si les particules suivent les lignes de courant de l'écoulement, a été recalculé dans les 3 cas en prenant en compte la modification de la viscosité dynamique de l'air avec la montée en température et les changements de densité de l'huile. A 100 W,  $St = 0.0042$ , tandis qu'à 40 W,  $St = 0.0047$ . On peut donc exclure le fait que les particules ne se comportent pas comme un traceur dans tous les cas étudiés.

Toutes les configurations testées aboutissant à un comportement similaire, on a choisi de se concentrer sur celle du cylindre à 100 W afin de bénéficier des températures les plus importants possibles lors des mesures PLIF. Intéressons-nous maintenant à la composante "acquisition PIV-PLIF" du montage expérimental.

## 2.3 Dispositifs d'acquisition PIV/PLIF

La partie métrologie optique qui regroupe la PIV et la PLIF se scinde en deux parties : les sources d'excitation (les LASERS) et les dispositifs d'acquisition (les caméras). Nous détaillerons les premières puis les secondes, en revenant sur les particularités intrinsèques aux dispositifs à notre disposition. Puis, nous verrons les contraintes de synchronisation liées à la PLIF et à son couplage à la PIV pour mener à bien l'acquisition de tous les signaux de manière simultanée.

### 2.3.1 Présentation des sources LASER utilisées

Les LASERS utilisés pour la PLIF appartiennent tous deux au domaine ultraviolet : l'acétone étant le traceur sélectionné, il était indispensable de travailler dans cette gamme de longueurs d'onde. Le premier est un LASER Excimer COMPEX Pro à 308 nm de la marque Coherent. Le second est un LASER Nd-YAG Quanta-Ray quadruplé de marque Spectra-Physics de longueur d'onde 266 nm. Si le couple 308/266 nm est un des couples recommandé par Thurber [19] pour la mesure de température, ce n'est toutefois pas celui qui offre le plus grand ratio signal-sur-bruit, surtout à basses températures (cf. figure 26). Mais peu de travaux ayant utilisé ce couple pour la gamme de températures que nous nous sommes fixés (20-130 °C), il s'agit d'en estimer son potentiel.

De part leurs natures propres, les LASERS Excimer et YAG présentent, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, des comportements différents (répartition spatiale d'énergie, variabilité d'énergie, etc...) qui doivent être pris en compte lors des essais, afin d'estimer tous les biais qu'ils pourraient induire.

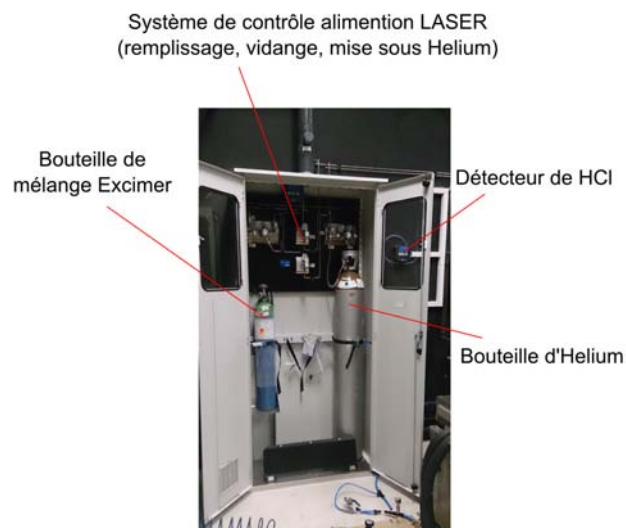
#### 2.3.1.1 Excimer Complex Pro à 308 nm

Le LASER Excimer (figure 64) utilise un mélange de gaz (Xéon et Chlorure d'Hydrogène) pour produire des pulses dont l'énergie peut atteindre 250 mJ par tir, à une fréquence de 20 Hz maximum. La durée d'un pulse est de 20 ns et le faisceau produit est de forme rectangulaire (25 mm × 15 mm). La puissance disponible est d'un intérêt certain pour la PLIF mais les gaz utilisés par ce LASER nécessitent un dispositif

de sécurité supplémentaire dans le hall d'essais et rendent ainsi le LASER totalement inamovible (figure 65). En effet, le chlorure d'hydrogène est hautement corrosif et toxique et forme des fumées blanches au contact de l'humidité (acide chlorhydrique) et donc au contact des tissus également.

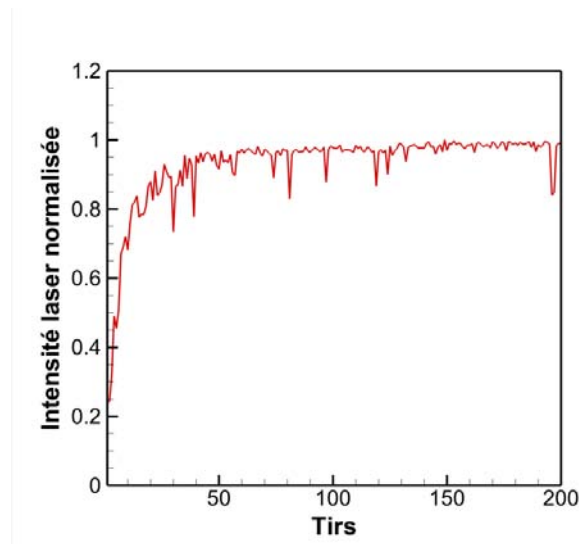


**Figure 64** - LASER Excimer utilisé pour obtenir l'excitation à 308 nm (COMPEX Pro de marque Coherent).



**Figure 65** - Dispositif de sécurité et d'alimentation du LASER Excimer à 308 nm.

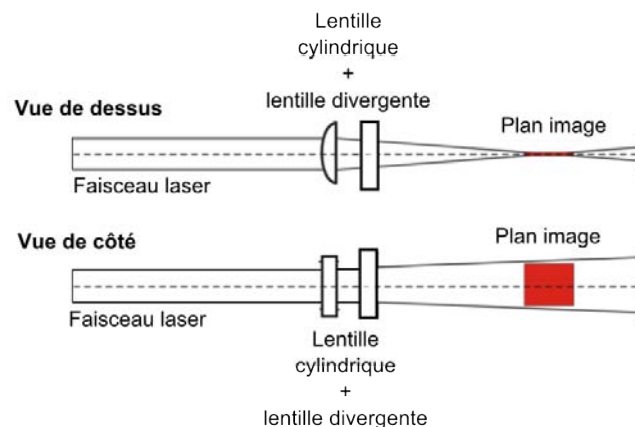
Une fois le régime de fonctionnement stable (après quelques dizaines de tirs), l'énergie totale délivrée par pulse est constante et fidèle à la valeur de consigne. La variation d'énergie en fonction du nombre de tirs est représentée figure 66, où l'on constate que le régime de fonctionnement est atteint dès 50 tirs (les chutes ponctuelles d'énergie étant dues à un léger déphasage entre les tirs et la photodiode utilisée pour l'acquisition).



**Figure 66** - Évolution du niveau d'énergie LASER par pulse de l'Excimer en fonction du nombre de tirs.

Pour une application PLIF, le facteur de forme du faisceau "brut" ne convient pas : il est impératif de procéder à la création d'une nappe LASER d'une largeur suffisante et la plus fine possible. Pour se faire, plusieurs méthodes sont disponibles.

La plus classique repose sur l'adjonction de deux lentilles, l'une sphérique (divergente) et l'autre cylindre (convergente selon l'un des axes seulement). Dans ces conditions, la nappe obtenue est fine au plan focale mais divergente : sa largeur croît avec la distance. Cette configuration est récapitulée figure 67.

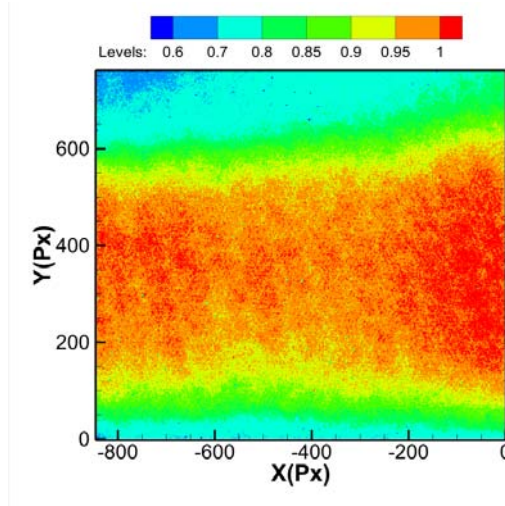


**Figure 67** - Schéma du montage optique pour générer la nappe LASER à 308 nm.

Elle permet de répartir l'énergie LASER dont le profil spatial d'énergie présente une structure gaussienne sur une surface importante, de manière à l'homogénéiser : en élargissant le faisceau d'origine, la gaussienne est "écrasée" ce qui a pour effet de minimiser les écarts entre son sommet et ses extrémités. De fait, le centre de la nappe LASER

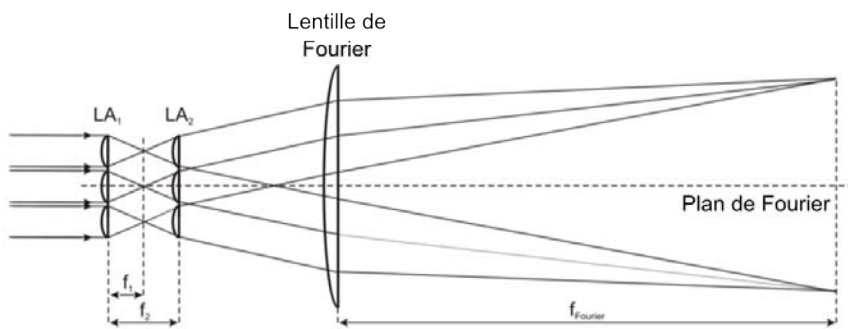


et ses extrémités supérieure et inférieure ont des niveaux d'énergie similaires. Ce montage porte le nom de "télescope". Toutefois, la répartition gaussienne de l'énergie n'est qu'aplatie, la nappe obtenue présente toujours une certaine inhomogénéité énergétique, comme en atteste la répartition obtenue par imagerie de signal Rayleigh de la figure 68.



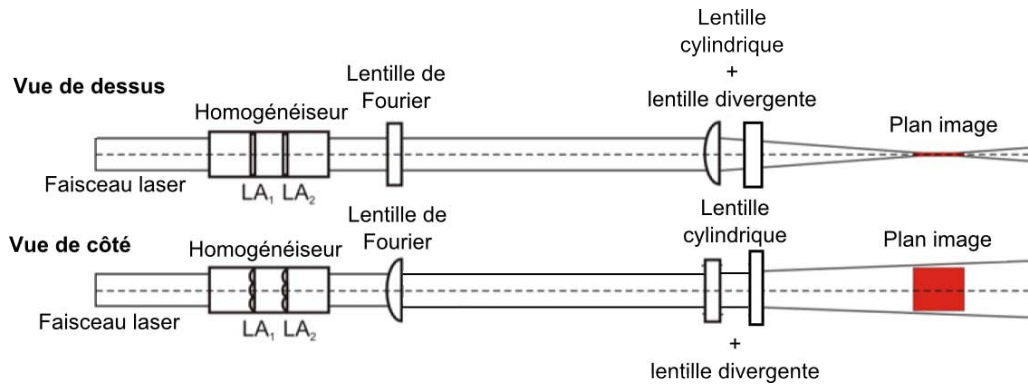
**Figure 68** - Répartition énergétique sur la nappe à 308 nm générée (signal normalisé par la valeur moyenne) à partir de la diffusion Rayleigh à température ambiante.

L'autre méthode qui a été retenue pour la suite des essais consiste à utiliser un dispositif optique, dont la vocation est d'homogénéiser la nappe produite d'un point de vue énergétique. L'intérêt pour la PLIF a été montré par Pfadler *et al.* [64]. Il utilise pour cela un double réseau de micro-lentilles, couplé à une lentille de Fourier et à une lentille sphérique qui permettent de générer la nappe (50 mm de haut pour 0.5 mm d'épaisseur au plan focal, à 1 m de la lentille de Fourier). Les réseaux de micro-lentilles séparent le faisceau incident en une multitude de faisceaux divergents, qui sont ensuite collectés par la lentille de Fourier et superposés les uns sur les autres dans le plan focal (figure 69). En sortie de cette lentille, le faisceau est toujours divergent dans les deux directions, d'où la nécessité d'utiliser une lentille convergente cylindrique pour générer le plan final d'1 mm d'épaisseur au plan focal.



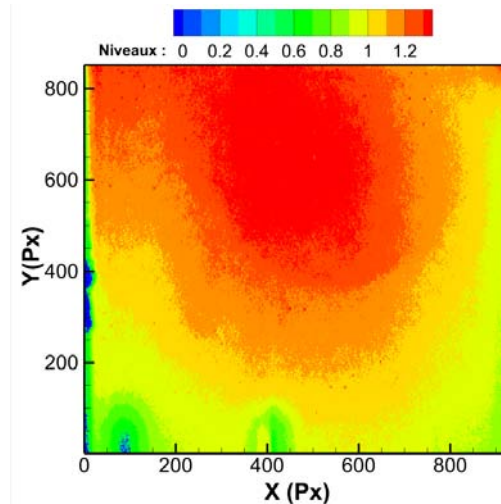
**Figure 69** - Principe du "beam homogeneizer" (homogénéiseur de nappe) [64].

Pour couvrir une zone plus large que les 5 cm de haut au plan focal de la nappe après génération, une troisième lentille est ajoutée pour rendre la nappe à nouveau divergente (uniquement dans le sens du plan image cette fois). Le dispositif complet est représenté dans la figure 70.



**Figure 70** - Schéma du montage optique intégrant l'homogénéiseur de nappe pour l'Excimer.

On constate l'efficacité du dispositif sur la figure 71. La répartition spatiale d'énergie LASER présente une homogénéité bien supérieure à celle de la figure 68 page 68 (toutes deux normalisées par l'énergie LASER moyenne). La société BLZ qui produit ce "beam homogenizer" annonce ainsi une uniformité de la nappe supérieure à 95 %.



**Figure 71** - Répartition énergétique sur la nappe à 308 nm avec utilisation du "beam homogeneizer".

Enfin, la disposition du LASER (faisceau parallèle au sol à une hauteur d'1 m 30) nécessite que la nappe soit dirigée vers le bas pour pouvoir éclairer l'écoulement généré par la veine. Pour se faire, on utilise un miroir UV de 50 mm de côté incliné à 45°. La lentille divergente est ajoutée après le miroir pour augmenter la taille de la nappe. Le plan LASER de l'Excimer représente notre référence. Le plan LASER du Nd-YAG tout comme l'écoulement et les caméras seront ajustés par rapport à lui.

### 2.3.1.2 Nd-YAG quadruplé 266 nm Quanta-Ray

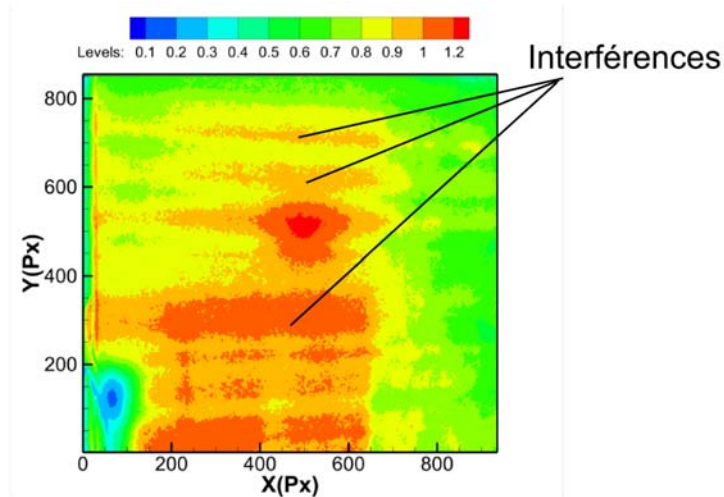
Le LASER Nd-YAG, dont la fréquence est de 266 nm, est pour sa part capable de délivrer des pulses dont l'énergie est en moyenne de 25 mJ à 10 Hz. Sa dénomination repose sur le cristal utilisé comme amplificateur (grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme, d'où l'acronyme ND-YAG), pompé optiquement par des lampes "flash". Initialement, ce LASER produit un faisceau à 1064 nm délivrant 280 mJ à 10 Hz, avec des pulses d'une durée inférieure à 10 ns. Le faisceau est lui circulaire, pour un diamètre d'1 cm. Une photo du LASER est visible figure 72.



**Figure 72** - LASER Nd-YAG utilisé pour générer l'excitation à 266 nm.

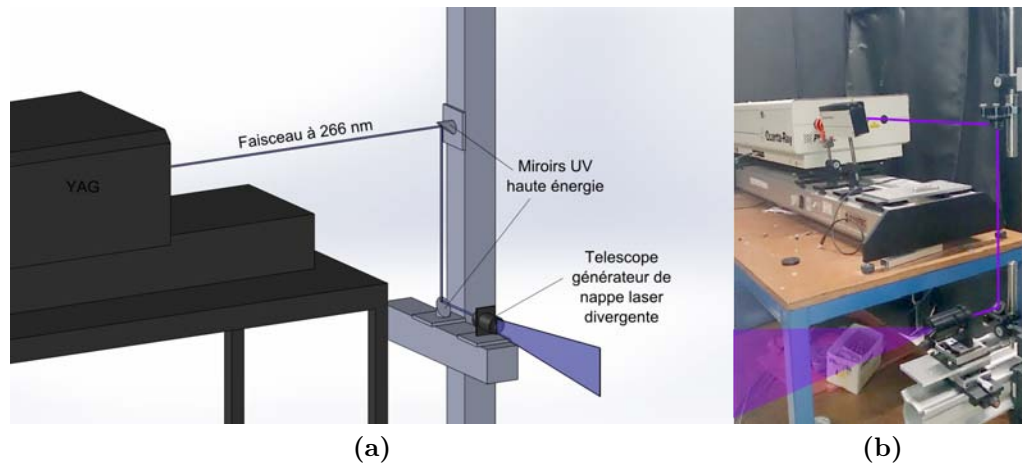
En utilisant des matériaux optiques non linéaires (triborate de lithium), on obtient un signal à 532 nm-120 mJ (on parle de "doublement" de la fréquence). Ce signal est alors à nouveau doublé pour obtenir les 266 nm recherchés, avec une puissance théorique de 70 mJ. Dans les faits, l'association des filtres, la sensibilité en température des matériaux utilisés pour le quadruplage en fréquence et les filtres pour supprimer les résidus des composantes 1064-532 nm font chuter l'énergie disponible à moins de 30 mJ. Les optiques de génération de nappe employées en aval du faisceau ramène finalement l'énergie finale d'excitation à 25 mJ en moyenne.

Pour la génération de la nappe, on emploie un télescope (lentille sphérique divergente + lentille cylindrique convergente), car la cohérence du faisceau est telle que l'utilisation d'un réseau de micro-lentilles comme pour l'Excimer ne produirait que des interférences [64]. Des miroirs haute énergie sont utilisés pour amener le faisceau à la bonne hauteur dans le télescope de manière à ce que le plan focal de la nappe LASER soit superposé à celui de la nappe à 308 nm. On obtient également une nappe divergente d'une épaisseur de 0.5 mm (figure 73).



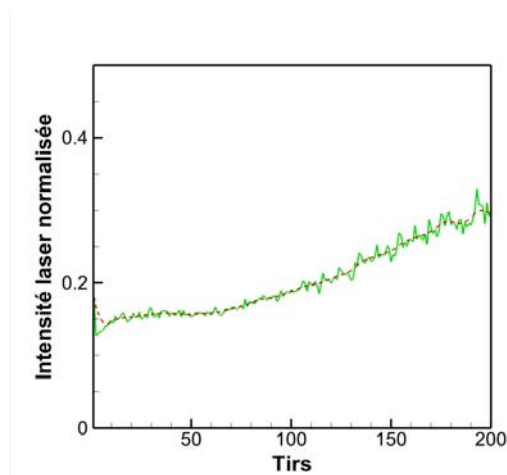
**Figure 73** - Répartition énergétique sur la nappe à 266 nm.

L'homogénéité obtenue est satisfaisante mais des zones d'intensité plus importante demeurent visibles : malgré la divergence du faisceau, des motifs d'interférence sont visibles. De plus, leurs positions varient au cours du temps : la nature non-linéaire des matériaux optiques utilisés pour le quadruplage en fréquence implique que la répartition énergétique du faisceau varie avec la température des cristaux, résultant en des motifs d'interférence qui varient à chaque tir LASER. Enfin, si le LASER Excimer atteint son régime de fonctionnement stable au bout de 50 à 100 tirs (soit 5 à 10 secondes à 10 Hz), l'énergie délivrée par le LASER Nd-YAG dépend du temps de montée en température des cristaux amplificateurs, qui se refroidissent très rapidement dès l'arrêt des tirs. La figure 74 illustre la configuration.



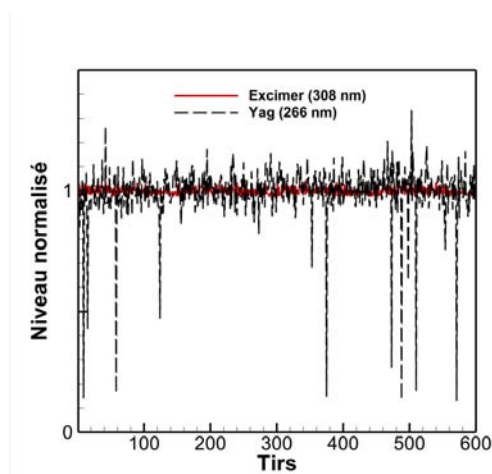
**Figure 74** - Montage optique pour générer la nappe LASER à 266 nm (Nd-YAG)

Comme pour le LASER Excimer (cf. figure 66 page 67), la figure 75 présente la variation d'énergie du YAG sur 200 pulses après 1 minute de tir continu : là où après 200 tirs, l'Excimer est à son point de fonctionnement nominal, le YAG n'a toujours pas atteint la moitié de l'énergie attendue par pulse.



**Figure 75** - Évolution du niveau d'énergie LASER par pulse du YAG en fonction du nombre de tirs, après une minute de fonctionnement continu.

En pratique, il faut faire tirer le LASER en continu pendant 20 à 30 minutes (selon la température ambiante) pour parvenir à un niveau énergétique stable en sortie.

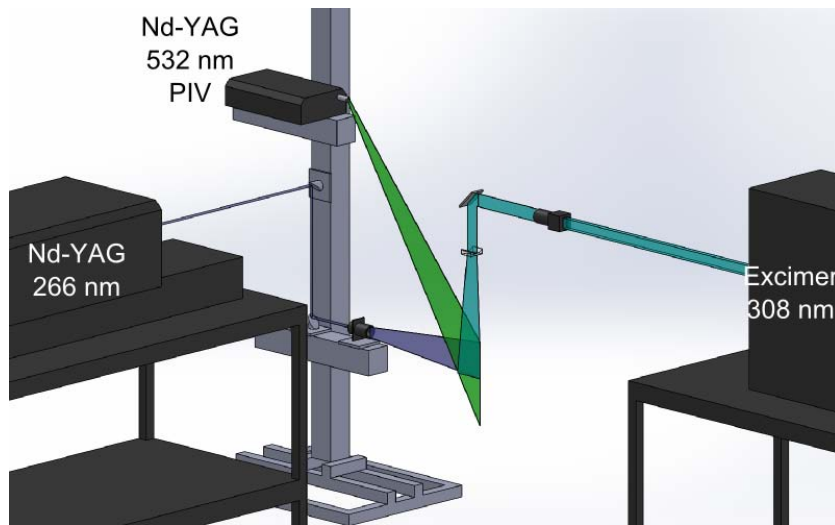


**Figure 76** - Variation de l'énergie LASER à chaque tir par rapport à la valeur moyenne normalisée, pour le LASER Excimer et le Nd-YAG.

Toutefois, même dans ces conditions, la variation d'énergie tir à tir reste très supérieure à celle de l'Excimer (figure 76). En effet, alors que la variation énergétique de l'Excimer demeure sous les 5 %, elle dépasse largement les 10 % en moyenne pour le YAG même lorsque celui-ci a atteint son régime thermique permanent. Par ailleurs, les chutes brutales constatées pour le YAG sont liées à des erreurs de synchronisation qui décalent le tir LASER et la mesure ("jitter"). Pour la mesure de la fluorescence, ce soucis n'existe pas dans la mesure où le temps d'ouverture de la caméra est suffisant ( $\pm 150$  ns) pour ne manquer aucun tir LASER, malgré un "jitter" important. Cette variabilité d'énergie LASER tir à tir devra nécessairement être prise en compte lors des mesures PLIF pour éviter une sous/sur-estimation de la température instantanée et moyenne.

### 2.3.1.3 PIV : double Nd-YAG 532 nm New Wave

Concernant la PIV, on utilise classiquement un double LASER YAG Argon à 532 nm (couleur verte, dénomination New Wave Solo PIV). Fonctionnant à une fréquence de 4 Hz maximum (ce qui correspond donc à l'intervalle entre deux champs de vitesse), une énergie égale à 30 mJ peut être délivrée à chaque pulse. L'intervalle entre les deux tirs LASER peut quant à lui être aussi court que désiré, de manière à s'adapter à la vitesse de l'écoulement. Un générateur de plan LASER, situé à l'extrémité de la sortie commune aux deux têtes LASER, permet de générer la nappe divergente pour le champ PIV. Cette nappe est également superposée à celle du LASER Excimer et du YAG. La figure 77 représente les trois boîtiers LASER installés et la superposition des nappes.



**Figure 77** - Modèle 3D représentant la position des LASERs et la génération des nappes optiques correspondantes pour parvenir à la superposition de celles-ci.

Les différents LASERs et leurs spécificités ayant été présentés, voyons maintenant les dispositifs d'acquisition utilisés ainsi que la synchronisation nécessaire pour mesurer simultanément la fluorescence à 266 et 308 nm ainsi que les champs de PIV.

### 2.3.2 Acquisition PLIF-PIV : optiques et caméras

Pour permettre l'acquisition simultanée des champs de fluorescence et des champs de particules, trois caméras sont nécessaires : deux d'entre elles sont identiques et enregistrent indépendamment le signal de fluorescence à la longueur d'onde correspondante (308 et 266 nm) tandis que la troisième est une caméra dédiée à la PIV qui présente la particularité de pouvoir acquérir un doublet d'images à chaque cycle (double trame).

#### 2.3.2.1 Camera Princeton Instruments PIMAX 2

Les caméras utilisées pour l'acquisition de la fluorescence sont deux Princeton Instruments PIMAX 2 (figure 78) de technologie ICCD (capteur CCD intensifié refroidi) en tous points identique. Fonctionnant à une fréquence maximum de 4 Hz dans leur résolution maximale ( $1024 \times 1024$  pixels), elles peuvent atteindre 37 Hz au détriment de la résolution (binning  $4 \times 4$  et résolution de  $200 \times 200$  pixels).

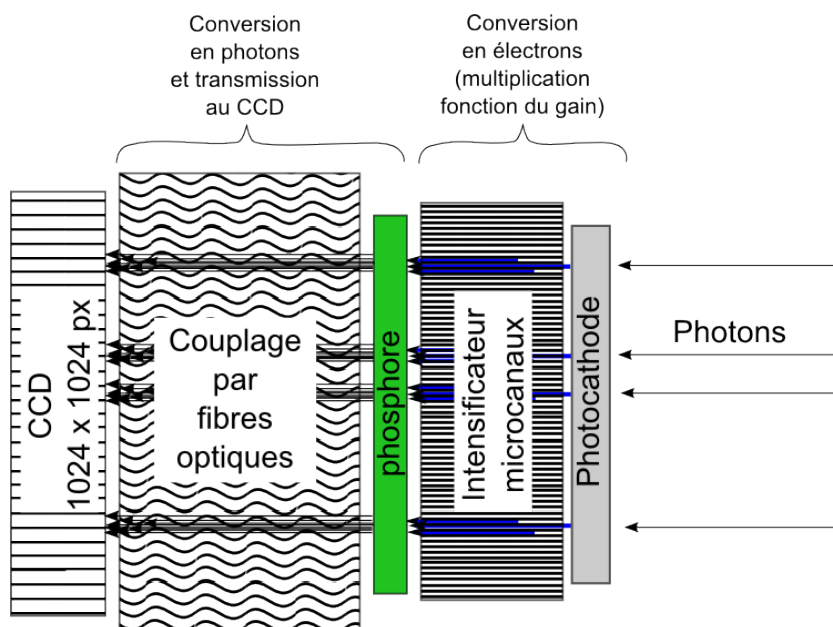


Elles possèdent une porte d'intensification temporelle programmable qui permet de contrôler à 0.1 ns près la durée d'intégration du signal. L'intensificateur est dit "Gen II" et présente un gain variable de 0 (intensificateur off) à 255.



**Figure 78** - Camera PIMAX 2 de Princeton Instruments utilisée pour l'acquisition PLIF à 308 nm. Un modèle identique est également utilisé pour la fluorescence à 266 nm.

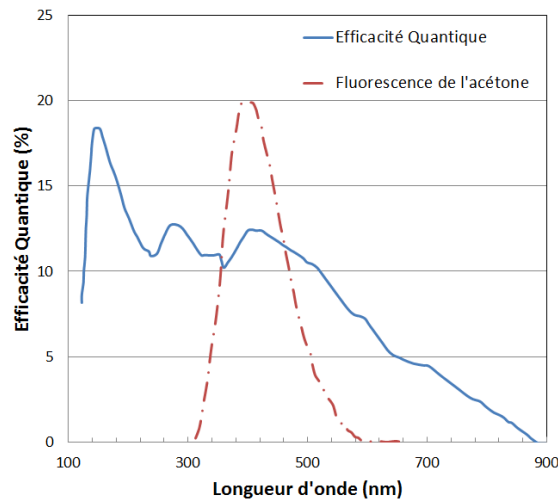
Le principe de fonctionnement d'une telle caméra est récapitulé sur la figure 79.



**Figure 79** - Principe de fonctionnement de la caméra intensifiée PIMAX 2.

Lorsqu'un photon de fluorescence est capté par la caméra, celui-ci a une certaine probabilité d'être converti en électron à la photocathode. Il est alors multiplié par la galette de microcanaux, qui agit comme un multiplicateur d'électrons. Selon le gain, le voltage appliqué entre la photocathode et la galette de microcanaux varie et détermine la quantité d'électrons qui vont ensuite frapper l'écran de phosphore. A son contact, les électrons sont convertis en photons, et le signal lumineux obtenu est grandement supérieur à celui ayant atteint la photocathode. Ces photons sont ensuite guidés par fibre optique jusqu'au capteur CCD, qui va, pour sa part, convertir le signal optique en niveaux sur 16 bits (65 535 niveaux).

Comme on peut le constater sur la figure 80, l'intensificateur "Gen II" (qui comprend tout le dispositif en amont du CCD) est sensible à la fois dans l'UV (120-400 nm) et dans



**Figure 80** - Efficacité quantique de l'intensificateur Gen II selon la longueur d'onde; le spectre de fluorescence de l'acétone est représenté pour comparaison [Princeton Instruments].

le visible. Ainsi, il est parfaitement adapté à la fois pour l'utilisation en imagerie par diffusion de Rayleigh (gamme UV) et pour l'utilisation en imagerie de fluorescence acétone (300-500 nm). Toutefois, le faible rendement quantique ( $<15\%$ ) implique la nécessité d'avoir un rayonnement incident important. De plus, la technologie ICCD présente certains inconvénients : chaque pixel étant intensifié individuellement, la réponse peut varier de l'un à l'autre. Par ailleurs, il s'avère que les niveaux enregistrés par le capteur CCD ne sont pas directement proportionnels à l'intensité mesurée et que le gain influe également sur l'image finale. Il est donc impératif de procéder à un étalonnage précis de chacune des caméras pour éliminer ces biais de mesure : le protocole employé et la matrice de correction obtenue sont détaillés dans le chapitre 3.

Les deux caméras employées sont fournies avec leur centrale d'acquisition et leur logiciel, permettant le réglage fin de la durée d'intégration, du gain et de l'ensemble des paramètres caméra (fonctionnement maître/esclave, ajustement des zones de mesure, nombre d'images à enregistrer).

#### 2.3.2.2 Caméra Dantec HiSense MkII

L'acquisition des champs de PIV se fait via une caméra double trame HiSense Mark II (figure 81). Sa particularité repose sur son double shutter qui permet d'obtenir deux images par cycle (on parle de doublet d'images). Fonctionnant à une fréquence maximale de 10 Hz, elle est interfacée à un "frame grabber" National Instruments (couplé au logiciel MAX fourni) pour permettre l'acquisition et l'enregistrement des images. La première image du doublet est obtenue pendant la première intégration de la caméra ( $4.5 \mu\text{s}$ ), puis la seconde lors de la deuxième intégration qui démarre au minimum 40 ns après la fin de la première pendant un minimum de 81.7 ms.

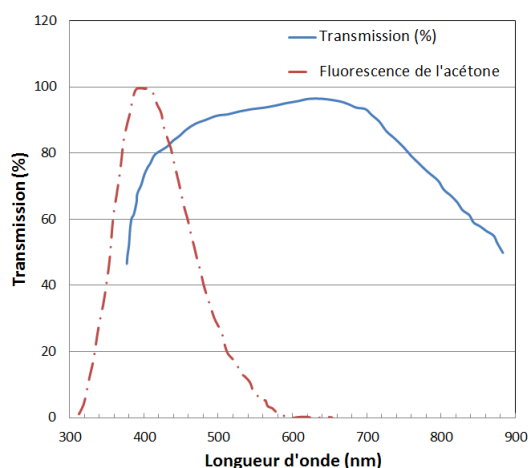




**Figure 81** - Camera HiSense MkII double trame de Dantec utilisée pour PIV.

Envisagée dans un premier temps pour l'acquisition d'images PLIF à 2 longueurs d'onde (ce qui aurait eu l'avantage de ne nécessiter qu'une seule caméra), l'impossibilité de contrôler la durée d'intégration ajoutée à la non-intensification du capteur ont circonscrit son utilisation à la PIV, sa vocation première.

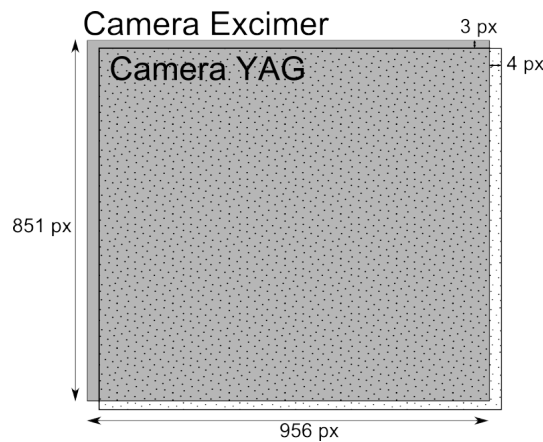
Pour garantir une parfaite superposition des images obtenues, aussi bien en PLIF qu'en PIV, les champs de vision des caméras ont été alignés les uns par rapport aux autres au pixel près dans le cas des caméras PIMAX et on s'est assuré d'avoir un grossissement similaire sur l'image de PIV. D'un point de vue purement optique, des objectifs Nikkor d'une focale de 50 mm et d'une ouverture de 1.4 ont été installés sur les caméras PLIF. Présentant une transmission moyenne de 72 % dans la gamme [375-500 nm] (figure 82), ils sont toutefois opaques au spectre ultraviolet, évitant en principe toute intégration de signal parasite lié à la diffusion de Mie ou de Rayleigh lors du tir LASER (la caméra étant ouverte avant le tir LASER, pour les raisons détaillées dans la section 2.3.3).



**Figure 82** - Transmission selon la longueur d'onde de l'optique Nikkor 50mm F1.4 AF-D. La courbe de fluorescence en fonction de la longueur d'onde y est superposée.

### 2.3.2.3 Positionnement des caméras

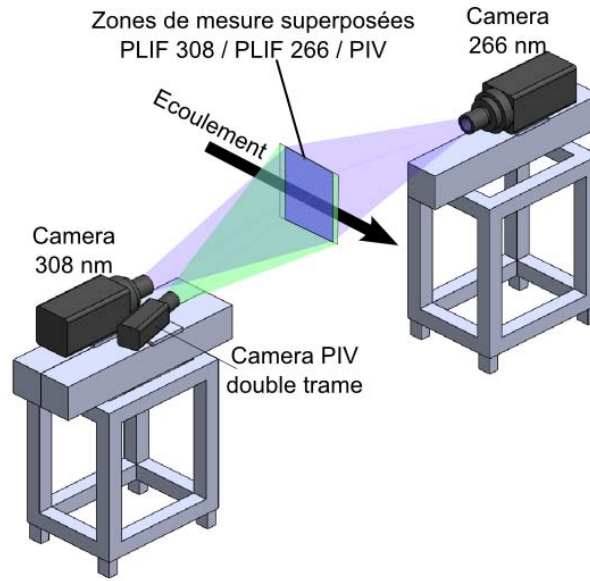
Des filtres coupe-bande sont installés à l'avant des optiques correspondant à la longueur d'onde du LASER (filtres colorés WG-320 pour 266 nm et GG-400 pour 308 nm). La mise au point est réalisée à pleine ouverture (f 1.4) sur les nappes LASER éclairant une mire en verre dépolie, tandis que l'une des caméras (266 nm) montée sur une platine 3-axes, est ajustée à l'image obtenue sur la seconde caméra (308 nm). L'ajustement final obtenu est représenté figure 83. Le grossissement obtenu correspond à 71 pixels/cm, soit un champ complet de 12 diamètres en hauteur et 13.45 diamètres en largeur. Le cylindre chauffé se situe environ à un tiers de la hauteur de l'image, de manière à privilégier la visualisation des structures propres à la convection mixte.



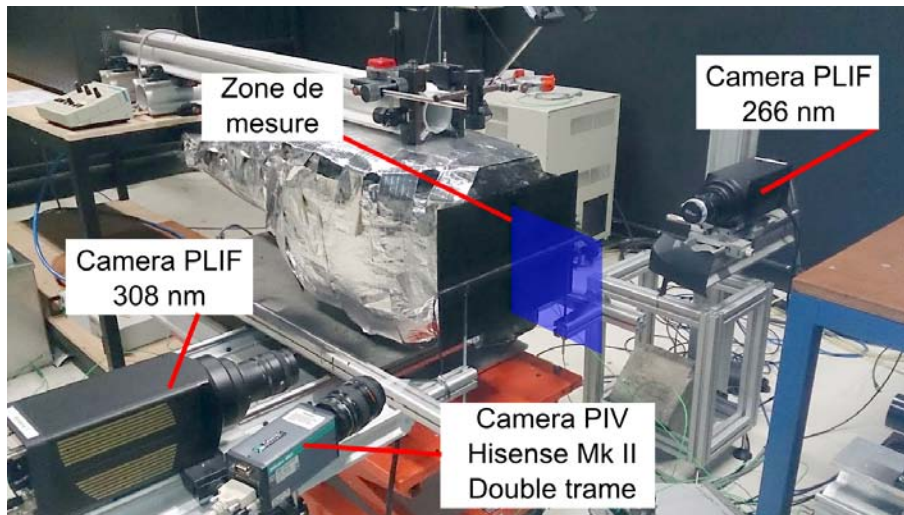
**Figure 83** - Précision de la superposition obtenue sur les deux images de fluorescence.

Concernant la caméra HiSense, elle est installée contre l'une des caméras PLIF, désalignée de son axe d'un angle de  $8^\circ$ . Surmontée d'une optique zoom Nikkor 35-70 mm, un ajustement du grossissement est possible. La zone ainsi enregistrée ne superpose toutefois pas parfaitement celle des autres caméras. Pour la suite, on considérera donc la zone d'intersection des différentes caméras. Un schéma du dispositif complet ainsi que des photos du montage sont rapportés figure 84.

Enfin, une attention particulière a été portée à la synchronisation des différents dispositifs pour permettre l'acquisition simultanée de la fluorescence aux deux longueurs d'onde d'excitation et des images de PIV. Ceci est détaillé dans la section suivante.



(a)

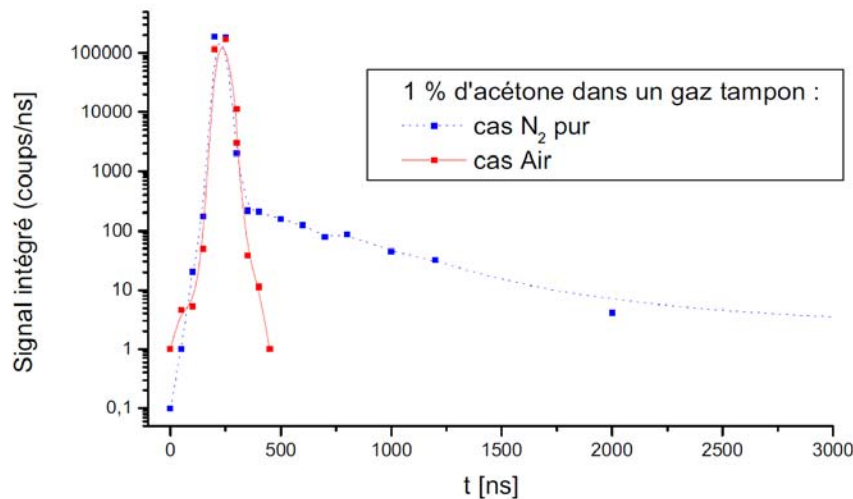


(b)

**Figure 84** - Disposition des caméras par rapport à l'écoulement, avec superposition des champs de mesure.

### 2.3.3 Synchronisation caméras /LASERS

La fluorescence est par principe un phénomène très bref, avec une durée de vie de l'ordre de 2 à 3 ns [28]. En pratique, l'impulsion LASER ayant une durée relativement longue (10 à 20 ns), le signal de fluorescence est visible jusqu'à 100 ns après le tir LASER, comme l'ont montré les travaux de Bresson *et al.* [20], rapportés sur la figure 85. La phosphorescence, qui se manifeste par une émission plus longue (de l'ordre de la *ms*) et moins intense (relaxation des molécules excitées dans l'état triplet), peut également contribuer au signal enregistré par la caméra.



**Figure 85** - Durées de la fluorescence et de la phosphorescence mesurées expérimentalement par Bresson *et al.* [20], en fonction du milieu (présence ou non d'oxygène).

La figure 85 démontre que la phosphorescence parasite est efficacement supprimée dans un environnement contenant de l'oxygène, permettant d'envisager des durées d'intégration du signal par la caméra relativement longues, sans se soucier de la phosphorescence. Dans notre cas, la durée d'intégration de la caméra est fixée à 150 ns : des essais avec une durée d'intégration plus longue n'ont pas démontré d'augmentation de signal, ce qui démontre que la fluorescence est entièrement collectée. Par ailleurs, la réduction du bruit électronique de la caméra et du bruit de fond passe par une durée d'intégration aussi brève que possible. Toutefois, les LASERs employés présentent du "jitter" se traduisant par une fluctuation temporelle aléatoire du tir LASER par rapport à la consigne :  $\pm 10$  ns par rapport à l'instant théorique du tir LASER. Se faisant, un temps d'intégration trop court et ayant lieu après le tir LASER (pour cause de "jitter") pourrait provoquer un signal de fluorescence fluctuant d'un tir à l'autre. Après de nombreux essais, une durée d'intégration de 150 ns démarrée 20 ns avant le tir LASER nous a semblé pertinent. Dans cette configuration, le tir LASER a lieu pendant l'intégration de la caméra. Toutefois, la présence des filtres et des optiques non-UV prévient tout signal élastique parasite.

L'intervalle entre l'acquisition des deux images de fluorescence a été réduit au maximum tout en veillant à prévenir tout "débordement" de la fluorescence de la première image sur la seconde. La procédure a consisté à :

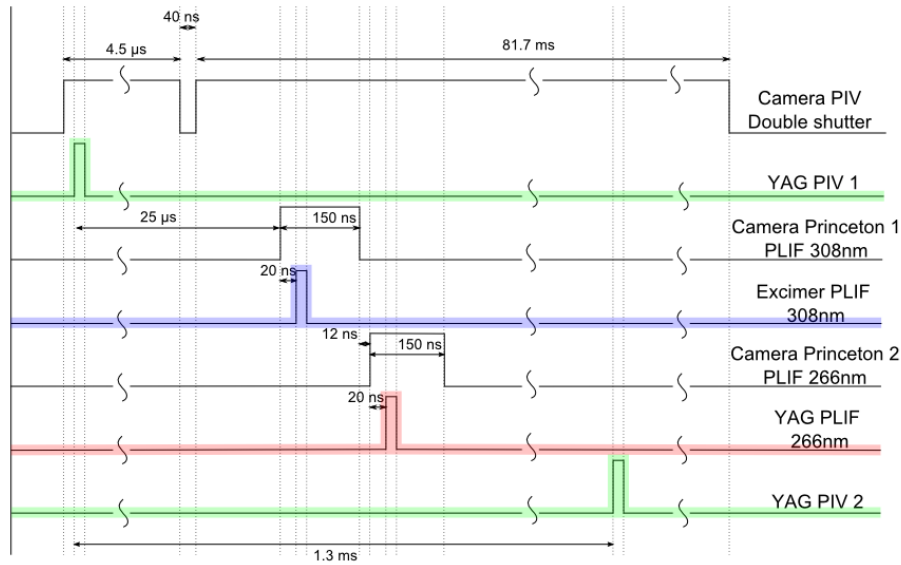
- couper le second LASER et à fixer le début de l'intégration de la fluorescence sur la seconde caméra dès la fin de l'intégration de la première.
- augmenter l'intervalle jusqu'à ce qu'aucune fluorescence ne soit visible sur la seconde caméra, sur un nombre de tirs représentatif des mesures à venir. On obtient ainsi un intervalle de 12 ns entre la fin de l'intégration sur la première caméra et l'ouverture de la seconde.

L'intervalle entre les deux images de PIV est fixé en fonction de la dynamique de l'écoulement étudié, selon l'expression (18). Dans le cas d'un écoulement à 1.1 m/s comme l'écoulement de référence, l'intervalle entre les deux tirs à 532 nm est fixé à 1.2 ms pour obtenir un déplacement maximum des particules de 10 pixels entre les deux images (et ce afin d'assurer une meilleure corrélation). Il est déterminé de la façon suivante :

$$\Delta t = \frac{\Delta x \cdot D_{pix}}{U_{ecoulement}} \quad (18)$$

avec  $D_{pix}$  la longueur (en mètres) d'un pixel ( $1.409 \cdot 10^{-4}$  m/px) et  $U_{ecoulement}$  la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement.

Il s'avère ainsi être très supérieur aux durées relatives à la PLIF, dans la mesure où les ordres de grandeur sont de plusieurs dizaines de  $\mu s$  pour la PIV dans le cas de vitesses élevées ( $50 \mu s$  pour un écoulement à 10 m/s) contre moins de  $0.5 \mu s$  pour l'acquisition de la fluorescence. On peut ainsi intercaler celle-ci entre les images de PIV sans craindre que les caméras intensifiées ne "voient" le LASER à 532 nm utilisé. Toutes ces mesures de temps de synchronisation LASERS/caméras ont été effectuées à l'aide de photodiodes enregistrant les tirs LASERS et reliées à un oscilloscope, sur lequel était également reportées les temps d'ouverture des différentes caméras. Le chronogramme complet obtenu est rapporté sur la figure 86.



**Figure 86** - Chronogramme complet des LASERS et caméras pour l'acquisition simultanée des champs de PIV et de PLIF.

Enfin, il convient d'homogénéiser la fréquence d'acquisition, les LASERS ayant une cadence de 10 Hz alors que les caméras PIMAX sont limitées à 4 Hz en pleine résolution. La question de réduire la résolution pour monter en fréquence s'est ainsi posée. Toutefois, connaissant la dynamique de l'écoulement étudié, une fréquence de 10 Hz ne serait pas suffisante pour corréler les images successives avec précision. Ainsi, le choix a été fait de réduire au minimum la résolution, de manière à atteindre une fréquence de 5 Hz (ce qui se traduit par la lecture d'une image caméra en moins de 0.2 s). Se faisant, en pilotant les caméras en fonction des tirs LASERS (configuration esclave), elles sont

en mesure d'enregistrer un tir LASER sur deux, ce qui permet de faire fonctionner les LASERS à leur fréquence optimale de 10 Hz.

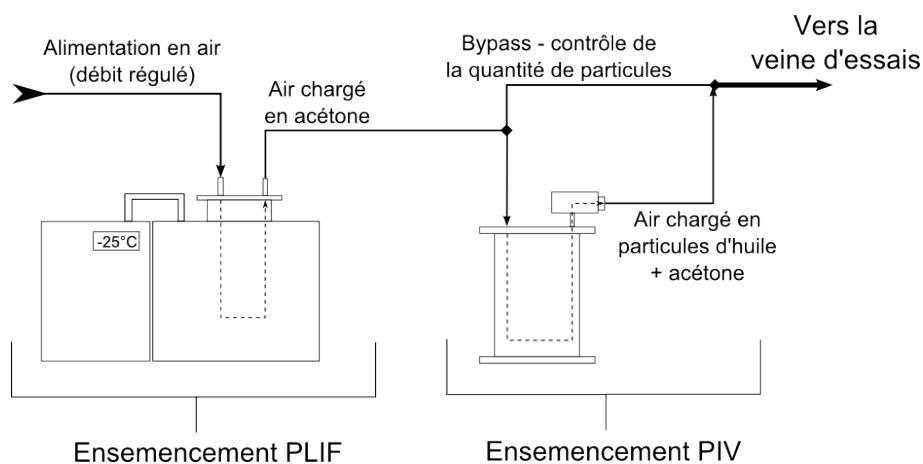
Tous les éléments auront été reliés par des cables BNC identiques en longueurs (10 m) afin de limiter les biais liés aux retards différents qu'ils pourraient induire. L'utilisation systématique d'une photodiode pour vérifier les réglages temporels des LASERS ainsi que la possibilité de visualiser les réponses caméra grâce aux broches "Sync Out" auront été primordiales dans l'établissement du chronogramme présenté par la figure 86.

Ayant précisé la synchronisation et les détails techniques des métrologies optiques, considérons maintenant la méthode employée pour ensemencher l'écoulement en acétone pour la PLIF et en particules d'huile pour la PIV. On terminera enfin ce chapitre par une vision d'ensemble du dispositif expérimental et de l'intégration des différents éléments.

## 2.4 Dispositifs d'ensemencement et montage final

### 2.4.1 Dispositifs d'ensemencement

Le dispositif d'ensemencement se décompose en deux parties : l'une dédiée à la LIF avec l'ensemencement en acétone, et l'autre à la PIV avec le générateur de particules d'huile. Le débit d'air alimentant le jet plan, après avoir traversé le col sonique, traverse d'abord le pot contenant l'acétone, avant de traverser le pot contenant l'huile pour la mesure PIV. Le dispositif complet est représenté sur la figure 87.

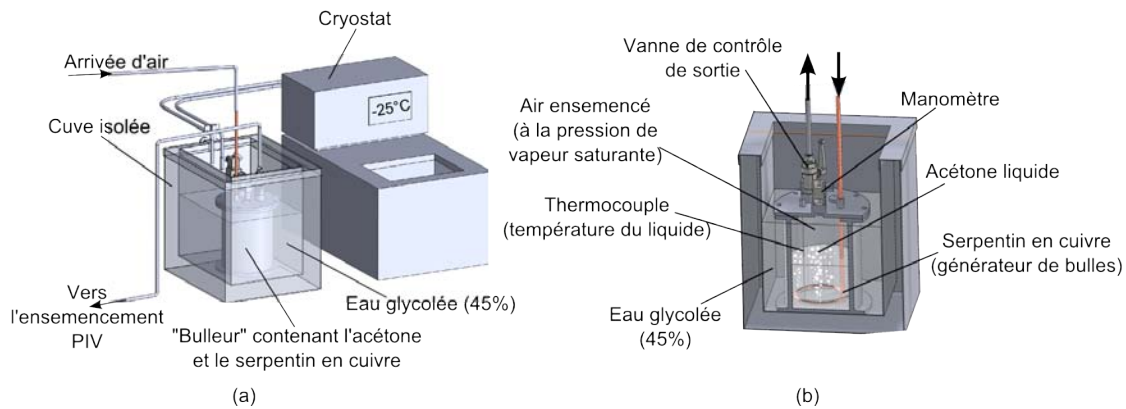


**Figure 87** - Schéma simplifié de l'ensemble du dispositif d'ensemencement en acétone (PLIF) et particules d'huile (PIV).

#### 2.4.1.1 Ensemencement PLIF

L'ensemencement en acétone est réalisé à l'aide d'un "bulleur" dont la température et la pression sont régulées, à l'instar du dispositif détaillé dans la partie 1.2.2. Le bulleur est constitué d'un pot étanche en acier inoxydable dans lequel est placé l'acétone liquide. Un tube en cuivre fermé à une extrémité et perforé de trous de 1 mm (le "serpentin") est

immergé dans l'acétone. L'air en provenance de l'aval du col sonique est injecté dans le pot par l'intermédiaire du tube de cuivre et traverse le liquide en bullant pour rejoindre le volume d'air situé au dessus de la surface (figure 88). L'écoulement se charge alors en acétone gazeux à une concentration dépendante de la pression de vapeur saturante de l'acétone. La régulation de la pression à l'intérieur du pot, ainsi que de la température du liquide, permettent de contrôler avec précision ce paramètre. L'air chargé en acétone quitte alors le pot à la concentration voulue (inférieure à 2.5% en volume pour des raisons de sécurité et limiter l'absorption de l'énergie LASER), pour ensuite rejoindre le dispositif d'ensemencement en particules d'huile pour la PIV.



**Figure 88 - (a) : schéma global. (b) : vue en coupe**

La température est contrôlée par le cryostat, cuve d'eau glycolée à  $-25^{\circ}\text{C}$ . Le pot d'acétone est immergé dans cette cuve. Toutefois, lors de l'alimentation en air, la température de l'acétone liquide remonte progressivement et le régime stationnaire doit être atteint avant toute mesure. Le tableau 6 recense trois essais d'étalonnage et les couples pression/température dans le pot, permettant de quantifier la variation induite sur la concentration d'acétone (en volume) en fonction des différentes conditions du pot d'ensemencement lors de la mesure.

Pression (bars)	Température ( $^{\circ}\text{C}$ )	Concentration résultante (%)
3	-16.7	1.428
3	-15.1	1.558
3.05	-17.0	1.386

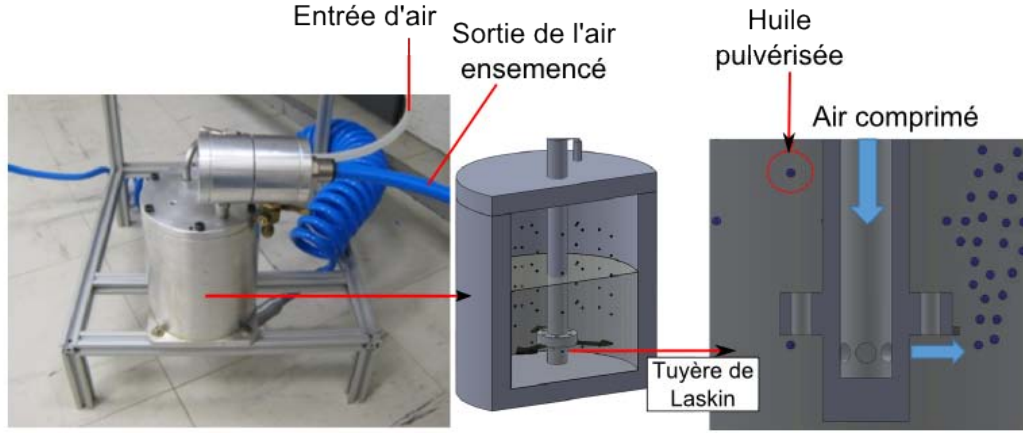
**Table 6 - Variation des paramètres pression et température du pot lors de différents essais et impact sur la concentration obtenue.**

Il est ainsi nécessaire de procéder à un relevé précis avant, pendant et après la mesure, de manière à s'assurer de l'absence de variations pendant l'acquisition et éventuellement de les quantifier.



### 2.4.1.2 Ensemencement PIV

Le dispositif d'ensemencement utilisé pour les mesures de vitesse PIV est un générateur de particules d'huile composé d'un réservoir étanche et de tuyères de type Laskin. Un schéma des composants et du principe est rapporté sur la figure 89.



**Figure 89** - Photo et principe du générateur de particules d'huile pour la PIV.

La lumière diffusée par les particules étant directement liée à leur taille, il est important qu'elles possèdent un diamètre adapté. En effet, celui-ci doit être suffisamment grand pour que la lumière diffusée soit suffisante pour la caméra, sans pour autant que la particule ne soit trop grande. Le temps de réponse à une accélération du fluide est défini par l'expression 19 et permet d'estimer le décalage potentiel entre la mesure de vitesse (celle de la particule) et la vitesse réelle de l'écoulement (expression 20).

$$\tau_r = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (19)$$

$$\Delta U = d_p^2 \frac{\rho_p - \rho}{18\mu} g \quad (20)$$

avec  $\rho_p$  masse volumique de l'huile,  $\rho$  masse volumique de l'air,  $d_p$  le diamètre des particules et  $\mu$  la viscosité cinématique de l'air.

L'huile utilisée pour produire les particules est de l'huile de pépins de raisin, qui semble donner à la vue des différents essais menés jusqu'ici les meilleurs résultats [8]. Elle présente en effet l'avantage de ne pas présenter de toxicité (même s'il est conseillé de travailler équipé d'un masque, comme avec tout aérosol) et de permettre la production de particules d'une taille adaptée à notre configuration. Des mesures réalisées par PID [65] (Phase Doppler Interferometry) sur les particules générées ont révélé que 81% d'entre elles avaient une taille comprise entre  $1.6 \mu\text{m}$  et  $3.4 \mu\text{m}$ , avec un maximum à  $4.2 \mu\text{m}$  (précision de  $\pm 0.5 \mu\text{m}$ ). Les temps de réponse et les décalages de vitesse correspondants sont rapportés dans la table 7.

On constate ainsi que pour une vitesse de référence de  $1.1 \text{ m/s}$ , l'écart de vitesse est négligeable : on peut admettre que les particules suivent parfaitement l'écoulement étudié. Par ailleurs, la quantité d'huile injecté dans l'écoulement étant inférieure à  $0.1\%$  du débit massique total, on peut considérer que les propriétés physiques de l'écoulement



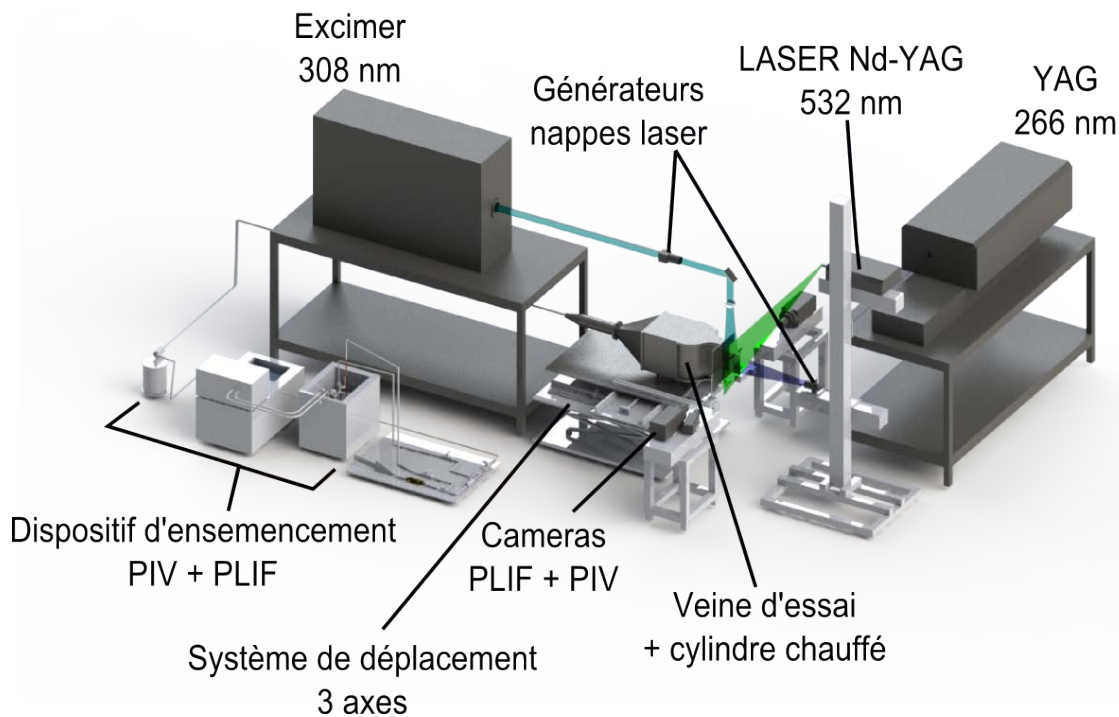
Taille des particules	$d_p=1.6$	$d_p=4.2$
$\tau_p$ (Temps de réponse)	$6.5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$	$4.5 \cdot 10^{-7} \text{ s}$
$\Delta U$ (Décalage en vitesse)	$6.4 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$	$4.5 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$

**Table 7** - Temps de réponse et décalage de vitesse des particules en fonction de leur taille.

sont inchangées [66]. D'autant que dans notre cas, la totalité du débit d'air ne traverse pas le dispositif : on a en effet procédé à une dérivation permettant de réguler le débit dans l'ensemenceur afin de contrôler la quantité de particules visibles sur les images.

### 2.4.2 Vue d'ensemble du dispositif expérimental

La figure 90 présente un schéma du dispositif expérimental dans son ensemble. Sur le rendu 3D, la veine est représentée sans isolant et est installée sur le dispositif de déplacement 3-axes avec le cylindre chauffé. Les 3 LASERs (Excimer, YAG 266 nm et YAG 532 nm) sont bien identifiés ainsi que les nappes et caméras. On observe aussi le dispositif d'ensemencement PIV+PLIF.



**Figure 90** - Schéma 3D d'ensemble du dispositif expérimental complet.

La zone opérateur, située derrière des écrans de protection (figure 91), permet d'isoler le reste du dispositif de la lumière des écrans de contrôle. Enfin, la salle d'essais est située au sous-sol pour limiter les effets de variations en température au cours de la journée et les problèmes liés à l'occultation de fenêtres pour parvenir à une obscurité totale lors des essais.



Figure 91 - Vue réelle d'ensemble du dispositif expérimental complet.

## 2.5 Conclusion du chapitre

Nous avons pu constater quelles sont les contraintes aussi bien physiques qu'environnementales qui pèsent sur la réalisation de cette expérience et comment elles conditionnent la nature du dispositif expérimental. S'il nous est impossible de reproduire parfaitement l'expérience COMIFO à échelle réduite, l'interaction entre l'écoulement du jet plan et le cylindre chauffé est bien un écoulement de convection mixte. Il sera ainsi possible d'analyser nos mesures et les comparer à ceux de Boirlaud *et al.* [1].

Il nous faut ainsi considérer cet écoulement à la fois comme objet d'étude aérothermique et comme outil de qualification métrologique pour la PLIF à deux longueurs d'onde couplée à la PIV. En effet, notre objectif est double : définir la PLIF-2 $\lambda$  comme outil métrologique, en établissant ses contraintes, sa précision et en cherchant à simplifier sa mise en oeuvre; mais également l'employer pour étudier les champs de température instantanés, jusqu'ici inaccessibles en convection mixte.

Pour y parvenir, il convient de qualifier précisément le processus d'acquisition, les étapes de traitement du signal et toutes celles nécessaires à l'augmentation de la précision de la mesure PLIF. C'est le propos du chapitre suivant, qui se consacrera à l'étalonnage et aux différentes étapes de traitement et de correction à appliquer aux images, pour parvenir à une mesure de champs de température précise.



# Chapitre 3

## Etalonnage et traitement du signal

### Sommaire

---

<b>3.1 Etalonnage de la PLIF-2<math>\lambda</math></b>	<b>88</b>
3.1.1 Description de l'écoulement choisi pour l'étalonnage et présentation des essais	89
3.1.2 Résultats des critères d'efficacité des corrections	91
3.1.3 Incertitude de la concentration en acétone et de la température de l'écoulement	93
<b>3.2 Descriptions des processus correctifs appliqués à l'imagerie PLIF</b>	<b>94</b>
3.2.1 Méthodologie	94
3.2.2 Présentation des corrections à effectuer	99
3.2.3 Description de la correction apportée à la réponse non-homogène des caméras intensifiées	101
3.2.4 Influence de la correction caméra sur l'étalonnage de la PLIF	106
3.2.5 Description de la correction de la variation d'énergie LASER tir-à-tir	109
3.2.6 Influence de la correction de la variation d'énergie LASER tir à tir	110
3.2.7 Soustraction du bruit de fond et autres signaux parasites	112
3.2.8 Description de la correction de la variation de la concentration en acétone et de l'énergie LASER moyenne	117
3.2.9 Influence de la correction de la variation de la concentration en acétone et de l'énergie LASER moyenne	119
3.2.10 Description des corrections de la distribution spatiale d'énergie LASER	120
3.2.11 Influence de la correction de la distribution spatiale d'énergie LASER	125
3.2.12 Conclusion sur les processus correctifs	128
<b>3.3 Description des techniques développées pour augmenter le rapport signal-sur-bruit (SNR)</b>	<b>128</b>
3.3.1 Bining	129
3.3.2 Filtrage : description des méthodes	132
3.3.2.1 Détermination de la taille de la fenêtre d'interrogation optimale pour le filtrage médian et le filtrage de Wiener	135
3.3.2.2 Étude spectrale du filtrage et de l'influence de la taille de la fenêtre d'interrogation	144
3.3.2.3 Augmentation du ratio signal-sur-bruit : choix du binning ou du filtrage	147
3.3.2.4 Influence du filtrage sur la mesure de température	148
<b>3.4 Conclusion du chapitre</b>	<b>152</b>

---

Le chapitre 2 a détaillé les bases liées à la théorie de la fluorescence de l'acétone. Son intensité dépend ainsi de plusieurs paramètres que sont la concentration, la température, la pression du milieu et l'énergie d'excitation LASER. La mesure de température par PLIF à une longueur d'onde d'excitation repose sur la connaissance de toutes les grandeurs sauf la température. Dans le cas de la PLIF à deux longueurs d'onde, deux paramètres peuvent être inconnus, le ratio des signaux obtenus à chacune des longueurs d'onde permettant de les mesurer.

Dans le cas du présent travail, les grandeurs physiques inconnues localement sont la température et la concentration en acétone. La figure 26 page 32 permet théoriquement une conversion directe des signaux mesurés en champs de température instantanés en procédant au ratio des images à 308 nm et 266 nm. En reportant la valeur de chaque pixel sur la courbe, on obtient ainsi la température correspondante. Cette courbe a été obtenue à la suite d'un étalonnage rigoureux, réalisé par Thurber [19]. Or, les mesures utilisées pour cet étalonnage ont nécessité un traitement particulier afin de limiter les signaux parasites (bruit électronique, profil énergétique de la nappe LASER, chemin optique, variation d'intensité LASER...) et augmenter le ratio signal-sur-bruit (SNR). Ainsi, pour procéder à la conversion en température des niveaux de gris des pixels, il est impératif que nos images soient également traitées afin d'obtenir un SNR suffisant et donc une précision satisfaisante dans la mesure de température et de concentration.

Par ailleurs, les étalonnages ou essais réalisés dans la littérature sur la fluorescence de l'acétone en fonction de la température se sont concentrés sur des gammes de température bien supérieures à celle que nous étudions ici (20-250 °C contre 20-600 °C pour la plupart des études précédentes). De fait, dans la gamme 0-100 °C, l'échantillonnage est très réduit, avec typiquement une mesure à 25, 50 et 100 °C, réalisée par Thurber, Bresson ou encore Ghandi *et al.* [19, 20, 17]. Nous avons procédé à deux campagnes d'étalonnage, à plusieurs mois d'intervalle, pour étudier le comportement de la fluorescence de l'acétone entre 20 et 130 °C. Pour les valeurs de températures supérieures, l'utilisation des essais réalisés par Thurber, Bresson et Ghandi *et al.* [19, 20, 17] nous permettra de compléter la courbe d'étalonnage sur la gamme [20 - 300 °C].

Le présent chapitre détaille donc le processus d'étalonnage (zone choisie, écoulement, température, critères de caractérisation) ainsi que les différents processus correctifs appliqués aux images obtenues. Une attention particulière sera portée sur l'influence des traitements quant au ratio signal-sur-bruit.

### 3.1 Etalonnage de la PLIF-2 $\lambda$

Dans cette première partie, l'étalonnage de la mesure de la température moyenne à partir des mesures de PLIF réalisées sur chacune des longueurs d'onde (308 et 266 nm) est détaillé : vitesse de l'écoulement, températures, zone de mesure et grandeurs caractéristiques. Les différentes étapes correctives sont ensuite listées, avant d'être décrites en détails et leur influence respective étudiée, dans la seconde partie de ce chapitre.

### 3.1.1 Description de l'écoulement choisi pour l'étalonnage et présentation des essais

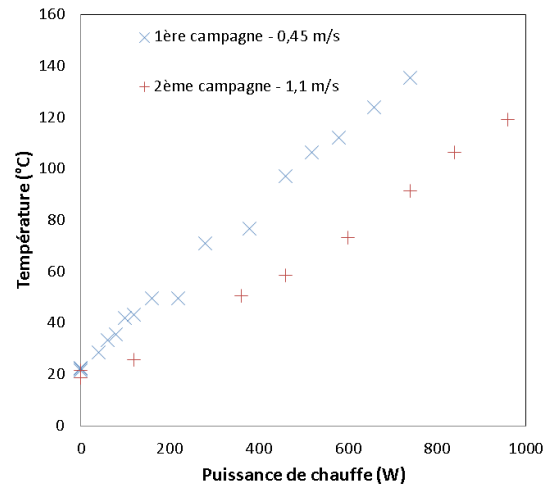
Le dispositif expérimental permet de chauffer l'écoulement et d'obtenir une température désirée dans le cœur potentiel du jet plan. La température finale du jet varie selon la puissance fournie à la cartouche chauffante en cuivre et selon le débit de l'écoulement. Dès que la température en sortie de buse d'injection est constante, l'ensemencement en acétone est ajouté. Puis, une fois la température du pot d'ensemencement à son tour stabilisée, les images de fluorescence sont réalisées.

L'étalonnage est réalisé à partir de deux campagnes de mesures, espacées de 4 mois. La première a été réalisée sur l'écoulement de jet plan basse vitesse (0.45 m/s), avec des températures d'écoulement variant de 22 °C à 134 °C ( $364 < Re_{jet} < 646$ ). La seconde campagne a utilisé un écoulement plus rapide (1.1 m/s) pour des températures entre 22 °C et 115 °C ( $368 < Re_{jet} < 1580$ ). L'utilisation de ces deux campagnes se justifie en premier lieu pour des raisons de reproductibilité, afin de vérifier si les mesures effectuées à un tel intervalle demeurent similaires et en second lieu afin d'améliorer l'étalonnage en augmentant la quantité de points de mesures. Le temps nécessaire à la réalisation d'une mesure de température étant relativement long, la quantité d'essais réalisés est limitée. D'où l'intérêt de cumuler plusieurs campagnes de mesures à des vitesses différentes pour l'étalonnage. Pour les deux campagnes, les caméras ainsi que les LASERs sont identiques : la configuration géométrique optique (champ de vision des caméras, nappes LASER) n'a pas été modifiée. Pour chaque température, l'essai est constitué de 200 images instantanées pour chaque longueur d'onde d'excitation. Les caméras intensifiées a été fixé à gain = 200 à 266 nm (intensification maximum tout en maintenant le bruit à un niveau raisonnable), tandis qu'il a été fixé à gain = 180 pour la première campagne à 308 nm et gain = 150 pour la seconde : la concentration en acétone étant plus élevée lors de la deuxième campagne, le signal était plus intense. Pour le ramener à des valeurs similaires à la première campagne, le gain d'intensification a été réduit. La température de référence de l'écoulement est mesurée dans le cœur potentiel du jet plan par un thermocouple relié à la centrale Agilent, comme précisé précédemment (sur la figure 42 page 49). Celle-ci est moyennée sur la durée de l'acquisition des 200 images, de même que la température de l'acétone et la pression à l'intérieur du pot d'ensemencement. Ces informations sont nécessaires pour appliquer une correction relative à la concentration réelle d'acétone lors de chaque mesure. Le tableau récapitulatif 8 rappelle les différents paramètres des deux campagnes.

	$U$ (m/s)	$T_{jet}$	$Re_{jet}$	Gain (266/308 nm)
Campagne 1	0.45	22-134		200/180
Campagne 2	1.1	22-119		200/150

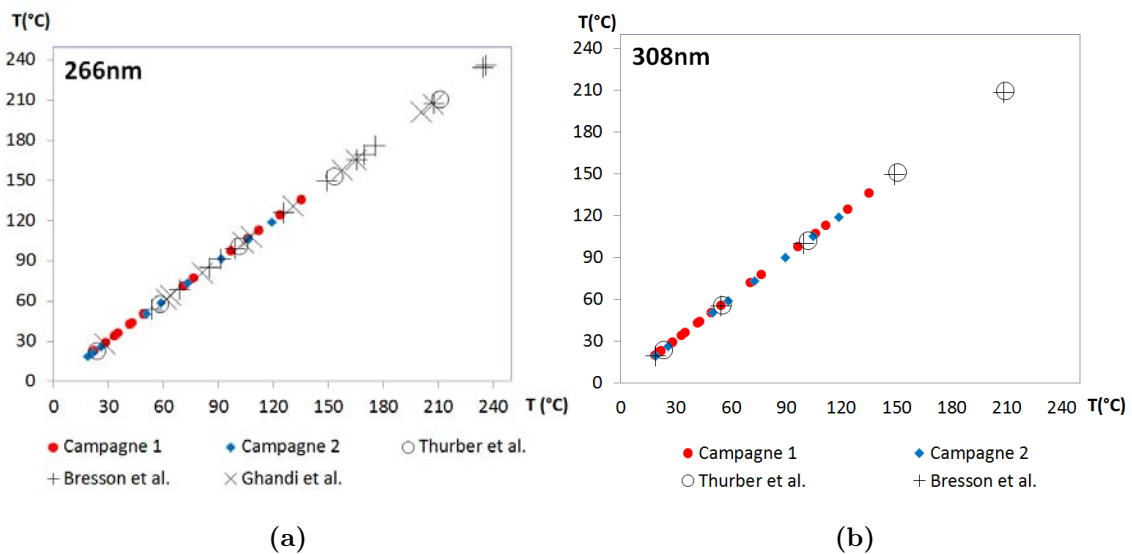
**Table 8** - Récapitulatif des paramètres fixes des deux campagnes d'étalonnage.

La liste des différents essais réalisés est quant à elle reportée sur la figure 92 présentant la puissance dissipée dans la cartouche chauffante en fonction de la température de l'écoulement.



**Figure 92** - Campagnes de mesures d'étalonnage réalisées. Les points représentent les mesures réalisées, avec la température de référence en fonction de la puissance fournie au chauffage et de la vitesse de l'écoulement.

Les figures 93a et 93b comparent les essais réalisés à ceux de la littérature, selon la longueur d'onde, sur la gamme de température [0-250 °C].



**Figure 93** - Essais réalisés avec les LASERs Nd-YAG (266 nm, figure **a**) et Excimer (308 nm, figure **b**), superposés aux essais de la littérature (Thurber, Bresson et Ghandi *et al.*)

Nos mesures, comprises entre 22 °C et 134 °C, concernent ainsi une gamme de température où peu d'essais ont été réalisés dans la littérature, en particulier pour la longueur d'onde 308 nm.

Afin de caractériser les différents processus correctifs détaillés dans la suite, il est nécessaire de définir une référence de comparaison pour déterminer l'efficacité de ces traitements selon différents critères : l'augmentation du SNR, l'accord avec la théorie de la fluorescence et les mesures de la littérature et enfin l'aspect global de l'image (homogénéité, visibilité de structures liées aux interférences LASER, etc.).

#### 3.1.2 Résultats des critères d'efficacité des corrections

Soit  $S_{f_i}(x, y)$  les niveaux de gris du signal de fluorescence instantané au temps  $t_i$  recueilli sur une zone spatiale de  $50 \times 50$  pixels extraits au sein de la zone de cœur potentiel du jet plan. Pour caractériser l'efficacité des corrections, on calcule plusieurs grandeurs à partir des niveaux de gris des pixels.

- $S_{f_{Moy}}(x, y)$  est la moyenne temporelle des niveaux de gris du signal de fluorescence enregistré par les caméras :

$$S_{f_{Moy}}(x, y) = \frac{1}{N_{images}} \sum_{i=1}^{N_{images}} S_{f_i}(x, y) \quad (21)$$

- $\overline{S_{f_{Moy}}}$  est la valeur moyenne temporelle et spatiale caractéristique de la zone de  $50 \times 50$  pixels. Elle est calculée de la manière suivante :

$$\overline{S_{f_{Moy}}} = \frac{\sum_{pixel(x,y)}^{N_{pixels}} S_{f_{Moy}}(x, y)}{N_{pixels}} \quad (22)$$

avec  $S_{f_{Moy}}(x, y)$  la valeur du pixel (x,y) sur la zone carrée de mesure de l'image moyenne. Les courbes d'étalonnage présentées sur les figures suivantes sont obtenues à partir de cette valeur, normalisée, en fonction des différentes températures des campagnes de mesure. Pour chaque processus correctif appliqué, on peut ainsi estimer son influence en fonction de la variation des courbes d'étalonnage réalisées à l'aide de cette grandeur.

- $\sigma_{Moy}$  est l'écart type de  $S_{f_{Moy}}(x, y)$  par rapport à  $\overline{S_{f_{Moy}}}$  dans la zone de mesure. Par principe, la température est mesurée dans le cœur potentiel, zone de l'écoulement où la température est constante en régime stationnaire. La variation pixel à pixel par rapport à la valeur moyenne témoigne donc de variations liées à des biais de mesure et non à des variations spatiales de la température locale. Ces variations pixel à pixel influent sur la précision de la mesure. Les causes de ces variations seront détaillées dans la suite.  $\sigma_{Moy}$  se calcule selon l'expression 23 :

$$\sigma_{Moy} = \sqrt{\frac{\sum_{pixel(x,y)}^{N_{pixels}} (S_{f_{Moy}}(x, y) - \overline{S_{f_{Moy}}})^2}{N_{pixels}}} \quad (23)$$



-  $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$  est la valeur moyenne du niveau de gris de la zone de mesure sur chaque image instantanée au temps  $t_i$  du lot de chaque mesure de température. Du fait des variations d'énergie LASER tir à tir, cette valeur moyenne peut varier d'une image à l'autre, sans pour autant que la température mesurée ne varie. De même, le niveau de bruit plus élevé sur les images instantanées peut modifier cette valeur moyenne "instantanée", et provoquer un biais de l'estimation de la température lors de la conversion en température. Elle est définie par l'expression 24 :

$$\overline{S_{f_{Insta_i}}} = \frac{\sum_{pixel(x,y)}^{N_{pixels}} S_{f_i}(x, y)}{N_{pixels}} \quad (24)$$

-  $\sigma_{Insta_i}$  caractérise l'écart-type de  $S_{f_i}(x, y)$  par rapport à  $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$  dans la zone de mesure sur les images instantanées. La variation pixel à pixel au sein de la zone de mesure est en effet plus grande sur les images instantanées que sur l'image moyenne : le "bruit du photon" induit naturellement une variation importante pixel à pixel, que le calcul de l'image moyenne diminue en appliquant un filtre passe-bas. Il est important de le caractériser pour estimer les variations de température attendues pixel à pixel lors de la conversion en température et d'observer l'impact des différents types de filtrage sur ces variations pour choisir le filtrage le plus adéquat.  $\sigma_{Insta_i}$  est calculé de manière similaire à  $\sigma_{Moy}$  :

$$\sigma_{Insta_i} = \sqrt{\frac{\sum_{pixel(x,y)}^{N_{pixels}} \left( S_{f_{Insta_i}}(x, y) - \overline{S_{f_{Insta_i}}} \right)^2}{N_{pixels}}} \quad (25)$$

-  $\sigma_{Insta_{200}}$  est la valeur moyenne de  $\sigma_{Insta_i}$  sur le lot d'images instantanées à chaque mesure d'étalonnage.  $\sigma_{Insta_{200}}$  est calculé de la façon suivante :

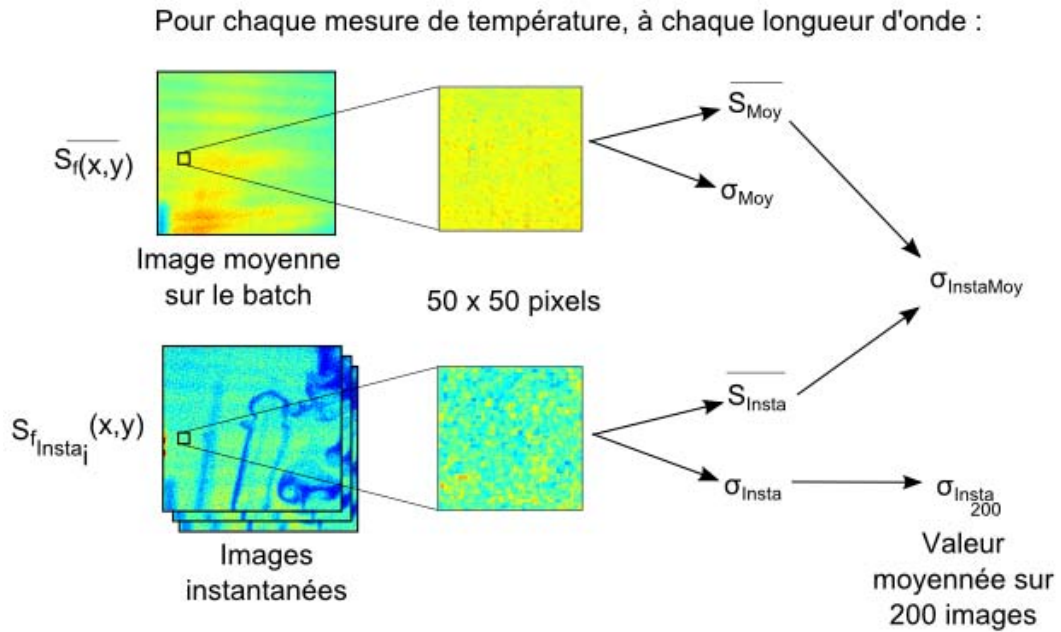
$$\sigma_{Insta_{200}} = \frac{\sum_i^{N_{images}} (\sigma_{Insta_i})}{N_{images}} \quad (26)$$

-  $\sigma_{InstaMoy}$  caractérise la variation de la valeur moyenne instantanée  $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$  par rapport à la valeur moyenne sur l'ensemble du lot  $\overline{S_{f_{Moy}}}$ . Il permet de mettre en évidence le niveau de variation induit par la fluctuation d'énergie LASER tir-à-tir ainsi que l'impact du bruit sur la valeur moyenne.  $\sigma_{InstaMoy}$  est calculé de la façon suivante :

$$\sigma_{InstaMoy} = \sqrt{\frac{\sum_{Image\ i}^{N_{Images}} \left( \overline{S_{f_{Insta_i}}(i)} - \overline{S_{f_{Moy}}} \right)^2}{N_{Images}}} \quad (27)$$

avec  $N_{Images}$  le nombre d'images dans le lot réalisé à chaque température lors de l'étalonnage.

La figure 94 synthétise l'ensemble des grandeurs utilisées pour estimer la précision de la mesure de température. Les principales étapes de correction ont été brièvement présentées dans la partie précédente en fonction des différentes sources d'incertitudes matérielles. Dans la suite, nous allons revenir en détails sur celles-ci, et quantifier leur impact sur l'amélioration du SNR. Toutefois, il est important d'évaluer la précision des mesures des paramètres que sont l'énergie LASER, la température de l'acétone ainsi que la pression à l'intérieur du pot d'ensemencement pour déterminer la concentration en acétone, de même que la température de référence, température réelle du cœur potentiel de l'écoulement.



**Figure 94** - Visualisation des grandeurs calculées à chaque étape du processus correctif des images d'étalonnage.

### 3.1.3 Incertitude de la concentration en acétone et de la température de l'écoulement

L'incertitude totale sur la mesure de température dépend des paramètres dont la connaissance précise est nécessaire à la conversion des niveaux de gris des pixels des images en température. Il est ainsi nécessaire de connaître avec précision la concentration en acétone, et donc la pression et la température du pot d'ensemencement. L'énergie LASER de la source d'excitation doit également être connue. Toutes ces grandeurs présentent une certaine incertitude dans leur mesure :

- Concernant la pression dans le pot d'acétone, l'incertitude est estimée à 0.05 bar, par lecture du manomètre. Ce qui se traduit, selon les pressions rencontrées dans le pot, par une précision comprise entre 1.52 % et 1.7 %, pour une moyenne de 1.54 %.

- Pour la température de l'acétone dans le pot, la précision de la mesure est directement reliée à l'incertitude de mesure du thermocouple employée, soit 0.1 K d'après le constructeur. Cette température étant relevée en continue et moyennée sur la durée de l'acquisition, il a été considéré que l'écart type de température correspond à cette incertitude de 0,1 K. Ce qui se traduit par une erreur comprise entre 1 % et 4 % selon les mesures, avec une moyenne à 2.4 %.
- Pour l'énergie LASER, l'incertitude donnée par le mesureur d'énergie employé correspond à 1 mJ pour 308 nm et 0.5 mJ à 266 nm. Soit une précision comprise entre 0.75 % et 0.82 % (moyenne de 0.78 %) pour le premier et entre 1.7 % et 2.4 % (moyenne de 2.12 %) pour le second.

Listant les grandeurs mesurées lors d'un essai d'étalonnage à 25 °C lors de la première campagne de mesure, les deux principales sources d'incertitudes sont l'énergie LASER à 266 nm et la pression dans le pot d'ensemencement (tableau 9).

Température écoulement	22.3 °C	Ecart type	0.1 °C	Précision	0.45 %
Température pot acétone	-16.72 °C	Ecart type	0.033 °C	Précision	0,61 %
Pression pot acétone	4.2 bars	Incertitude	0.05 bar	Précision	1.20 %
Energie 308 nm	136 mJ	Incertitude	1 mJ	Précision	0.73 %
Energie 266 nm	26.3 mJ	Incertitude	0.5 mJ	Précision	1.90 %

**Table 9** - Grandeurs mesurées et leurs incertitudes associées lors d'un essai d'étalonnage à 25 °C lors de la première campagne de mesure.

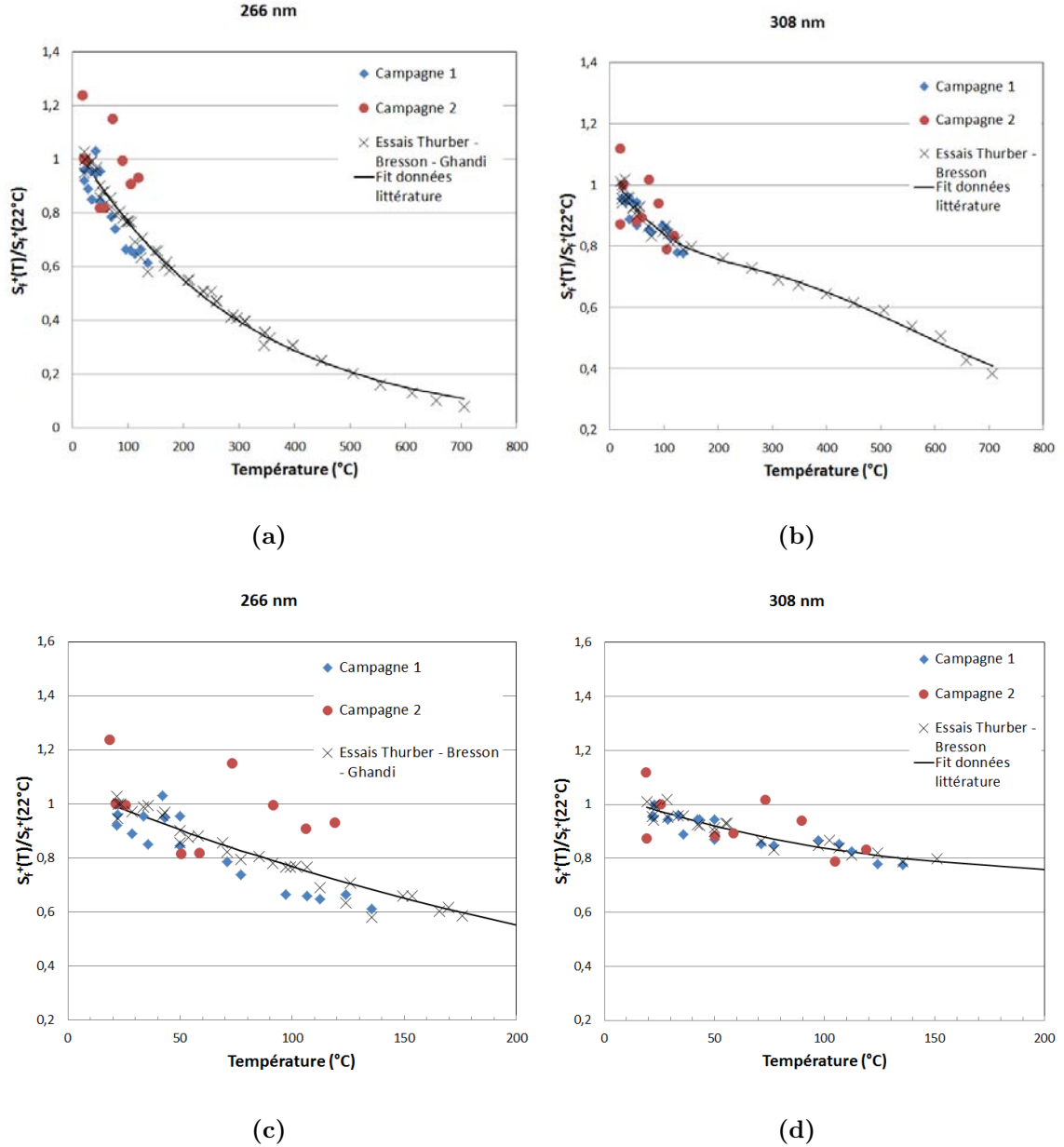
L'incertitude sur la température de l'écoulement est également représentée dans le tableau 9. Celle-ci est mesurée de la même manière que la température de l'acétone, ce qui amène une valeur de 0.1 K. Soit, en pratique, entre 0.08 % et 1.3 % en terme de précision. Expérimentalement, cette incertitude est à considérer au moment de la conversion en température, après le processus correctif. Détaillons maintenant les différents processus correctifs appliqués et leur impact sur la précision de la mesure.

## 3.2 Descriptions des processus correctifs appliqués à l'imagerie PLIF

### 3.2.1 Méthodologie

Pour toutes les courbes d'étalonnage présentées ainsi que pour la conversion finale du signal de fluorescence en température, le signal de fluorescence est exprimé par unité molaire d'acétone (grandeur  $S_f^+$  définie dans la première partie) et est normalisé par rapport à celui obtenu à 22 °C,  $S_f^+(22\text{ }^{\circ}\text{C})$ . Les figures 95a et 95b présentent les signaux bruts normalisés obtenus, respectivement à 266 et 308 nm comparés aux résultats expérimentaux obtenus par Thurber, Bresson et Ghandi (dans le cas à 266 nm pour le

dernier). Une courbe présentant la meilleure interpolation avec les données de la littérature est également tracée. Les figures 95c et 95d présentent des données similaires, avec un agrandissement sur la gamme [20-200 °C].



**Figure 95** - Signaux de fluorescence normalisés  $S_f^+(T)/S_f^+(22^\circ\text{C})$  et moyennés sur le lot excité à 266 nm (figure (a)) et 308 nm (figure (b)) et comparaison avec la littérature [Thurber,Bresson,Ghandi]. Figures (c) et (d) : agrandissement sur la gamme [20-200 °C] avec incertitude maximum calculée. La courbe noire représente la meilleure interpolation avec les données de la littérature.

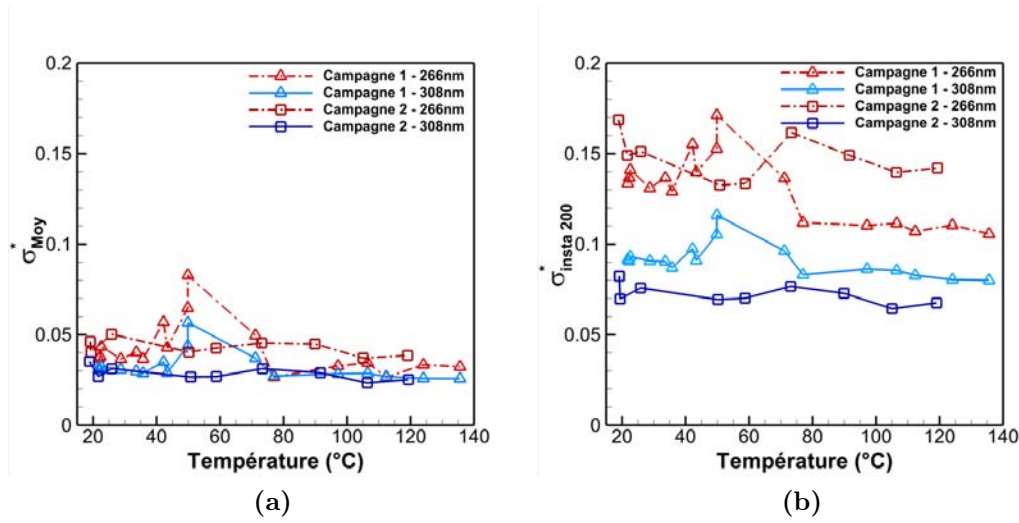
On constate ainsi que les mesures brutes des niveaux de gris réalisées sont cohérentes avec la littérature, même si elles présentent une importante dispersion, principalement aux températures les plus basses (i.e. proche de la température ambiante). La concentration en acétone de l'écoulement comme l'énergie LASER varient d'un essai à l'autre, ce qui induit une sous-estimation ou une surestimation du signal normalisé par la mesure à 22 °C en fonction de la température. Une partie des corrections détaillées dans la suite s'appliquent à corriger ce problème.

Dans le cas idéal où tous les photons émis par la fluorescence seraient collectés sans perte ni nécessité d'intensification du capteur de la caméra, les zones de température identique seraient représentées par un niveau de gris identique. Dans la pratique, l'influence de l'intensificateur, de la collection imparfaite des photons et le principe même du capteur CCD de la caméra (ainsi que ses sources de bruit associées, comme détaillées dans le chapitre précédent) sont responsables d'une inévitable variation pixel à pixel du signal collecté, même au sein d'une zone de température constante. Dans le cas où cette variation est inférieure à celle induite par la variation de la température (selon la précision désirée), elle n'est pas problématique. A l'inverse, on constate sur les figures 95c et 95d qu'une baisse du signal de 20% se traduit par une augmentation de 80 °C à 266 nm (120 °C à 308 nm). On comprend ainsi l'importance capital de réduire au maximum les variations pixel à pixel pour espérer parvenir à une précision acceptable pour la mesure. La détermination de  $\sigma_{Moy}$  et  $\sigma_{Insta200}$  permet de quantifier cette variation respectivement pour les images moyennes et les images instantanées. Toutefois, les différents processus correctifs modifient la valeur absolue du signal enregistré, ce qui ne rend pas pertinent une comparaison de  $\sigma_{Moy}$ ,  $\sigma_{Insta200}$  à chaque étape corrective. C'est pourquoi il est nécessaire de faire intervenir  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\sigma_{Insta200}^*$ , définis à chaque étape corrective de la façon suivante :

$$\sigma_{Moy}^*(\text{Etape corrective, Température}) = \frac{\sigma_{Moy}(\text{Etape corrective, Temp})}{S_{fMoy}(\text{Etape corrective, Temp})} \quad (28)$$

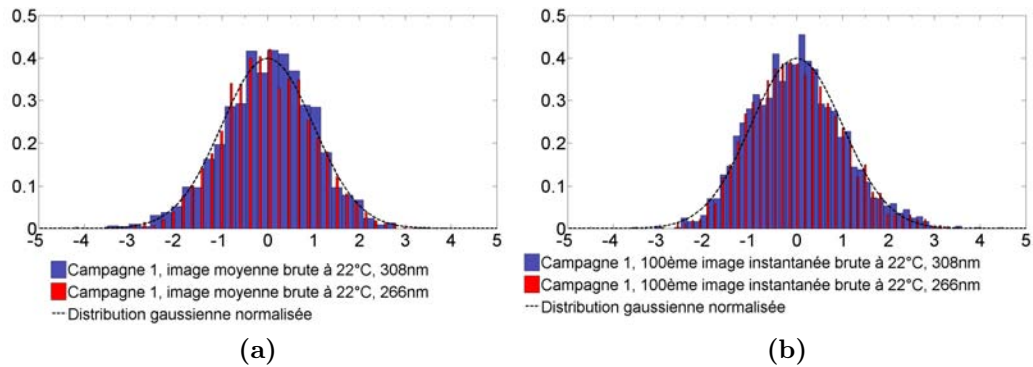
$$\sigma_{Insta200}^*(\text{Etape corrective, Température}) = \frac{\sigma_{Insta200}(\text{Etape corrective, Temp})}{S_{fMoy}(\text{Etape corrective, Temp})} \quad (29)$$

En normalisant les valeurs de cette façon, on peut ainsi comparer les niveaux de bruit représentés par  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\sigma_{Insta_i}^*$  d'une correction à l'autre. Pour se faire, on trace la courbe de  $\sigma_{Moy}^*$  en fonction de la température ainsi que celle de  $\sigma_{Insta_i}^*$  moyennée sur le lot d'images pour chaque température (figures 96a et 96b).



**Figure 96** - Evolution de  $\sigma_{Moy}^*$  (a) et  $\sigma_{Insta200}^*$  (b) en fonction de la température, à 266 et 308 nm.

La visualisation des distributions des valeurs de  $S_{f_{Moy}}(x, y)^*$  et de  $S_{f_{Insta_i}}(x, y)^*$  (normalisées là-aussi par la température de référence) renseignera également sur l'efficacité des filtrages à appliquer, qui seront discutés dans la partie 3.3 de ce chapitre. Ces courbes, pour les images brutes, sont rapportées sur les figures 97a et 97b.



**Figure 97** - (a) : distribution de  $S_{f_{Moy}}^*(x, y)$  à 22 °C. (b) : distribution de  $S_{f_{Insta_i}}^*(x, y)$  à 22 °C sur la 100<sup>ème</sup> image du lot.

On constate que conformément à nos attentes, l'écart type moyen  $\sigma_{Moy}^*$  se révèle inférieur à  $\sigma_{Insta_i}^*$  : la variation pixel à pixel est importante au regard du niveau du pixel sur les images instantanées, générant un écart type  $\sigma_{Insta200}^*$  important. Toutefois, ce bruit du photon est spatialement aléatoire. Le niveau du pixel (x,y) peut ainsi être supérieur à la valeur  $S_{f_{Moy}}^*(x, y)$  pour une image instantanée i, et être inférieur pour une image instantanée i+1. Ainsi, l'écart type moyen  $\sigma_{Moy}^*$  calculé à partir de l'image moyenne est inférieur à  $\sigma_{Insta200}^*$  puisque la moyenne agit comme un filtre passe-bas. Typiquement,  $\sigma_{Moy}^*$  est inférieur à 5 % aussi bien à 266 qu'à 308 nm tandis qu'il est voisin de 15 % à 266 nm et autour de 10 % à 308 nm pour les images instantanées. On notera toutefois

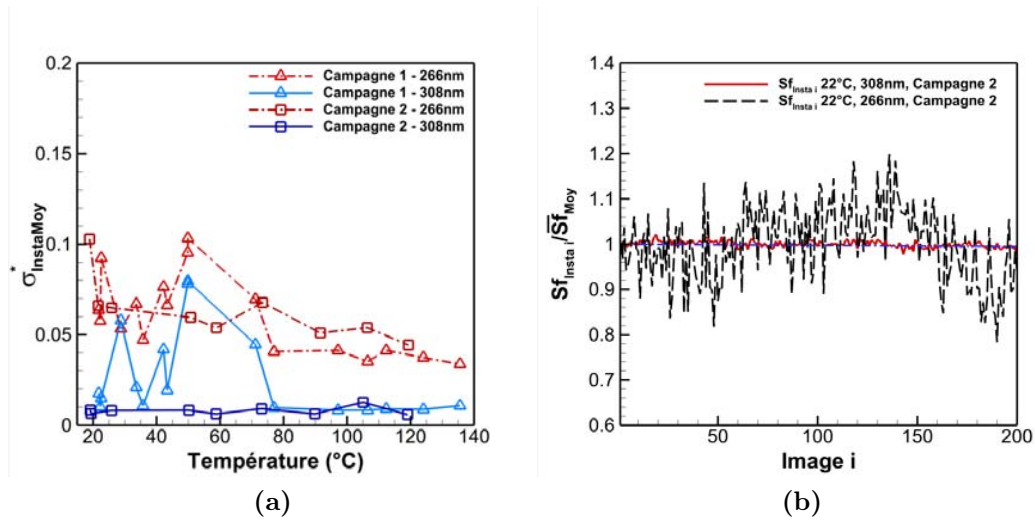
un pic pour  $\sigma_{Moy}^*$  entre 50 °C et 70 °C pour la première campagne de mesure, aussi bien à 266 qu'à 308 nm. La cause serait vraisemblablement une perturbation dans l'écoulement lors des essais (réalisés la même journée). En effet, à cette vitesse (0.45 m/s pour la première campagne), l'écoulement est très sensible aux conditions limites et peut "battre" (oscillation le long de l'axe  $z$ ). A cette vitesse, il est vraisemblable que le cœur potentiel de l'écoulement ne soit pas parfaitement stable spatialement. La seconde campagne a ainsi été réalisée à une vitesse de jet plus grande pour stabiliser l'écoulement (1.1 m/s).

Les fonctions de distribution des niveaux de l'image (figure 97a et 97b) comportent 50 classes et ont été normalisées de manière à être comparées à une distribution gaussienne de variance  $\sigma^2 = 1$  et de moyenne  $\mu$  nulle, pour une aire sous la courbe égale à l'unité. On constate que, dans tous les cas, la répartition est gaussienne. A chaque étape de correction, les distributions correspondantes seront normalisées de la même façon pour être comparées à la courbe gaussienne théorique : l'idéal visé étant une seule classe centrale contenant tous les pixels, ce qui se traduirait par une zone de signal constant, à l'image de la température.

Enfin, deux autres critères seront également utilisés :

- $\sigma_{InstaMoy}^*$ , qui rend compte de l'écart type entre la valeur moyenne  $\overline{S_{fMoy}}$  et la valeur moyenne sur chacune des images instantanées  $\overline{S_{fInsta_i}}$ . Il est représentatif des variations d'énergie LASER tir à tir si la concentration d'acétone est constante sur la durée de la mesure.
- "l'aspect global" des images obtenues. C'est aussi pour cela que l'étalonnage a été réalisé sur des images entières, similaires à celles désirées pour l'étude de l'écoulement autour du cylindre : les structures observées sur les images liées à la répartition spatiale énergétique des LASERs comme les reflets et autres artefacts y sont ainsi visibles, et les corrections appropriées pour en réduire l'impact sur la mesure peuvent ainsi être observées visuellement.

La figure 98a représente ainsi l'écart type  $\sigma_{InstaMoy}^*$  à 266 et 308 nm en fonction de la température entre  $\overline{S_{fMoy}}$  et  $\overline{S_{fInsta_i}}$ . La figure 98b permet de visualiser cette variation en traçant  $\overline{S_{fMoy}}$  et  $S_{fInsta_i}$  à 22°C aux deux longueurs d'onde étudiées.  $\sigma_{InstaMoy}^*$  est compris entre 0.04 et 0.11 à 266 nm alors qu'il est inférieur à 0.01 à 308 nm. En fonctionnement, l'énergie délivrée par l'Excimer est très stable contrairement au LASER Nd-YAG. Les pics visibles lors de la première campagne à 45 et 70 °C sont vraisemblablement dûs là-aussi à des perturbations de l'écoulement, provoquant des variations importantes dans la zone de mesure. L'écoulement très basse vitesse de la première campagne y est très sensible.



**Figure 98 - (a) :** Représentation de  $\sigma_{InstaMoy}$  en fonction de la température et de la longueur d'onde pour l'étalonnage. **(b) :** Variation de  $\frac{Sf_{Insta_i}}{Sf_{Moy}}$  autour de  $Sf_{Moy}$  à 22 °C, pour la seconde campagne d'étalonnage, à 308 et 266 nm.

Par ailleurs, aussi bien sur les images moyennes que sur les images instantanées, on observe des structures, liées pour partie aux reflets et autres artefacts du fond ("background noise") et pour partie à la répartition spatiale d'énergie de la nappe LASER (structures cohérentes décrites dans la section 2). Il convient ainsi de chercher à minimiser leur influence en les supprimant ou les atténuant. Nous allons maintenant passer en revue les différents processus correctifs.

#### 3.2.2 Présentation des corrections à effectuer

Les corrections à appliquer concernent différents domaines : l'acquisition, les corrections optiques, ainsi que des corrections liées à la variabilité des dispositifs d'ensemencement et d'excitation. L'ordre dans lequel les correctifs sont appliqués sera discuté plus loin. Ils sont énumérés ainsi :

##### - Corrections liées à l'acquisition

- ◇ Non-homogénéité de la caméra : les caméras intensifiées présentent des variations en terme de réponse, selon le pixel et le gain, qu'il est nécessaire de prendre en compte pour assurer une réponse linéaire de la valeur de chacun des pixels en fonction du signal de fluorescence.
- ◇ Signaux parasites et bruit de fond ("Background noise") : des reflets dans l'environnement ainsi que les sources de bruit propres au fonctionnement de la caméra (le bruit électronique et le bruit du "shutter" en particulier) peuvent altérer le signal collecté. Il est important de pouvoir minimiser cette source de bruit.



◇ Alignement des caméras : malgré toutes les précautions prises, il est excessivement complexe de s'assurer une parfaite superposition des champs des 2 caméras. Un ré-alignement des images après l'acquisition est possible si le facteur de grandissement est identique. Pour la partie étalonnage, toutefois, cette correction n'est pas nécessaire puisque les mesures sont faites dans une zone de température et de concentration constantes. Toutefois, elle est très importante pour minimiser les erreurs lors de la réalisation du ratio des images de PLIF-2 $\lambda$ .

#### **- Corrections optiques**

◇ Déformation des optiques : selon les optiques utilisées et la configuration expérimentale, l'image peut présenter des déformations importantes - généralement, une distorsion positive (l'image est "bombée" vers l'avant) souvent rencontrée sur les optiques du commerce. Ce phénomène est toutefois surtout visible sur des focales courtes et aux plus grandes ouvertures. Des optiques de qualité rendent la plupart du temps ce défaut négligeable. Dans notre cas, cette étape n'a pas été nécessaire, les déformations étant négligeables.

◇ Distribution spatiale d'énergie de la nappe LASER : la distribution spatiale d'énergie LASER n'est pas uniforme sur toute l'image malgré le montage optique utilisé, que ce soit pour le Nd-YAG ou l'Excimer.

#### **- Corrections de la variabilité des dispositifs d'ensemencement et d'excitation**

◇ Variabilité de l'énergie LASER (moyenne et instantanée) : selon le type du LASER, l'énergie à chaque tir peut présenter une variation plus ou moins importante, comme dans notre cas avec le Nd-YAG et l'Excimer (cf section 2.3.1). Typiquement, dans le cas d'un fonctionnement en continu à 10 Hz, l'énergie du Nd-YAG croît pendant une vingtaine de minutes, avant que celle-ci ne décroisse progressivement. L'Excimer respecte la valeur de consigne tant que le gaz contenu dans la cavité est à la pression nominale (3.2 bars). Mais après plusieurs milliers de tirs, l'énergie chute progressivement, mJ par mJ, du fait de l'appauvrissement en réactifs.

◇ Variabilité de la concentration en acétone : la concentration en acétone en sortie du jet peut présenter une fluctuation relativement importante d'un lot à l'autre : la concentration dépend de la température extérieure (température du réservoir d'air comprimé), du débit d'air et de l'établissement thermique du cryostat. Là aussi, une correction à partir des mesures de pression et de température dans le pot d'ensemencement permettent de corriger ces variations.

Dans la pratique, l'ordre dans lequel la plupart des corrections sont appliquées n'est pas critique dans la mesure où les signaux sont normalisés et la conversion en température provient d'un ratio des signaux de fluorescence excitée à 266/308 nm. Toutefois, il faut

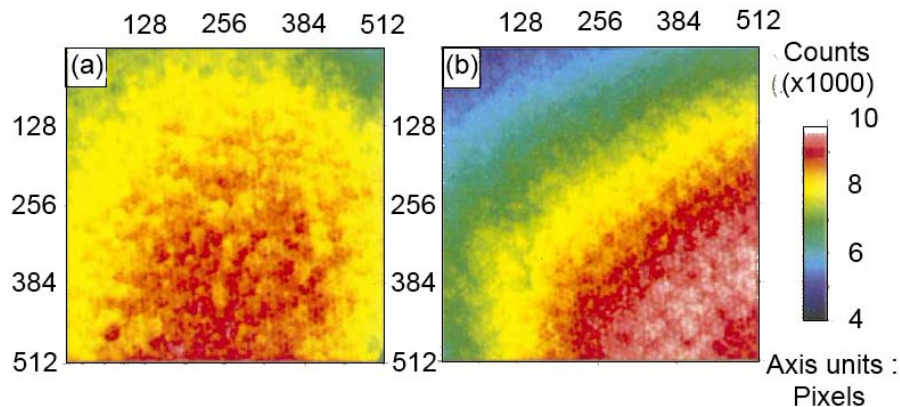
impérativement procéder à la correction de la réponse non-linéaire des caméras en premier. Cette correction est appliquée sur un étalonnage utilisant une sphère intégrante et réalisé à partir d'images "brutes". De même, le filtrage des images n'étant pas linéaire, il doit survenir à la fin du processus correctif. Dans notre cas, les corrections ont été appliquées dans l'ordre suivant :

- correction de la non-homogénéité et non-linéarité de la caméra,
- correction de la variation d'énergie LASER tir à tir,
- suppression du bruit lié à l'acquisition et à la caméra (hors bruit du photon),
- correction de la variabilité en concentration en fonction des lots d'images enregistrées,
- correction des variations spatiales d'énergie LASER,
- filtrage (augmentation du ratio signal-sur-bruit).

Décrivons maintenant chacune de ces étapes en détail.

#### 3.2.3 Description de la correction apportée à la réponse non-homogène des caméras intensifiées

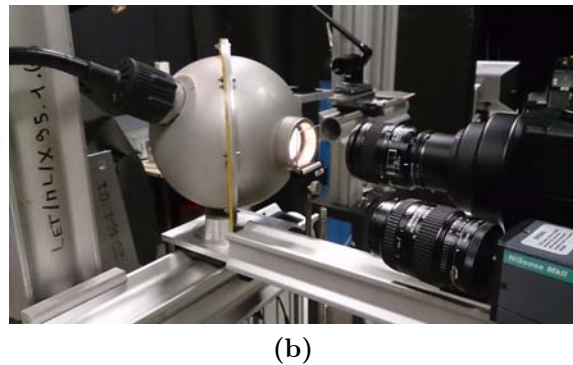
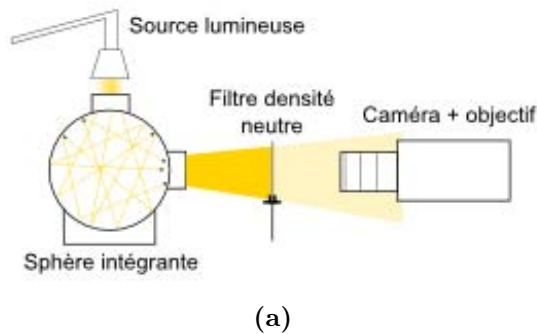
De par leur principe de fonctionnement (détaillé dans le chapitre précédent), les caméras intensifiées PIMAX (I et II) présentent une réponse non-linéaire et variable selon le gain et le pixel collecteur. Williams *et al.* [43] ont mis en évidence ce phénomène en observant les distributions spatiales d'énergie rayonnée par des sources lumineuses uniformes ("flat field") enregistrées à travers deux caméras intensifiées PIMAX I de conception similaire à celles employées ici. Les champs obtenus par Williams *et al.* [43] sont reportés sur la figure 99.



**Figure 99** - Images obtenues à partir de sources lumineuses uniformes (moins de 2 % de variation sur l'ensemble du champ), à l'aide de deux caméras PIMAX I identiques (Williams *et al.* [43])

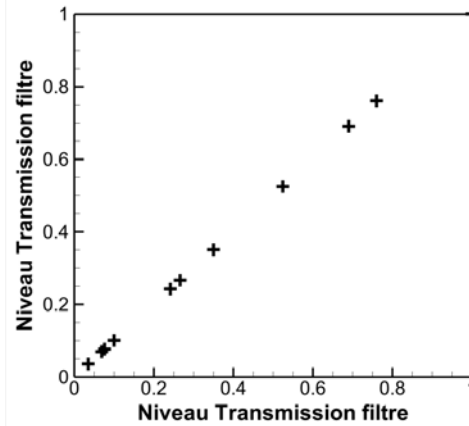
Les images présentent des gradients de niveau très importants et leurs répartitions spatiales sont différentes d'une caméra à l'autre, bien que d'une dénomination identique. Williams *et al.* [43] ont également montré une réponse non-linéaire différente en fonction de l'intensité lumineuse, selon le gain appliqué à la caméra.

La vérification d'un comportement similaire sur les caméras PIMAX II utilisées a été menée selon un protocole similaire à celui mis en place par Williams *et al.* [43]. Le flux lumineux uniforme a été généré par une sphère intégrante (ou sphère d'Ulbricht) de 20 cm de diamètre éclairée par une source halogène de 10 W. Le revêtement intérieur blanc (sulfate de baryum) confère à ce dispositif la particularité d'un diffuseur lumineux, distribuant de façon homogène les faisceaux lumineux à l'intérieur de la sphère. La puissance lumineuse injectée est ainsi conservée tandis que l'information spatiale de la source lumineuse originale (halogène dans notre cas) est détruite. A la sortie de la sphère, le flux lumineux est homogène sur toute la surface de l'ouverture. La précaution principale consiste à ne pas aligner l'entrée et la sortie de la sphère, et à s'assurer que les autres orifices éventuels soient convenablement bouchés par un cache présentant le même revêtement que l'intérieur de la sphère. La puissance lumineuse de la source est par ailleurs constante en fonction du temps. Des filtres de transmissivité différentes ont permis de réduire la luminosité globale afin de parcourir toute la dynamique des pixels (16 bits) des deux caméras et ce à différents gains. Le schéma de principe est rapporté figure 100a, une photo du montage est présentée figure 100b.



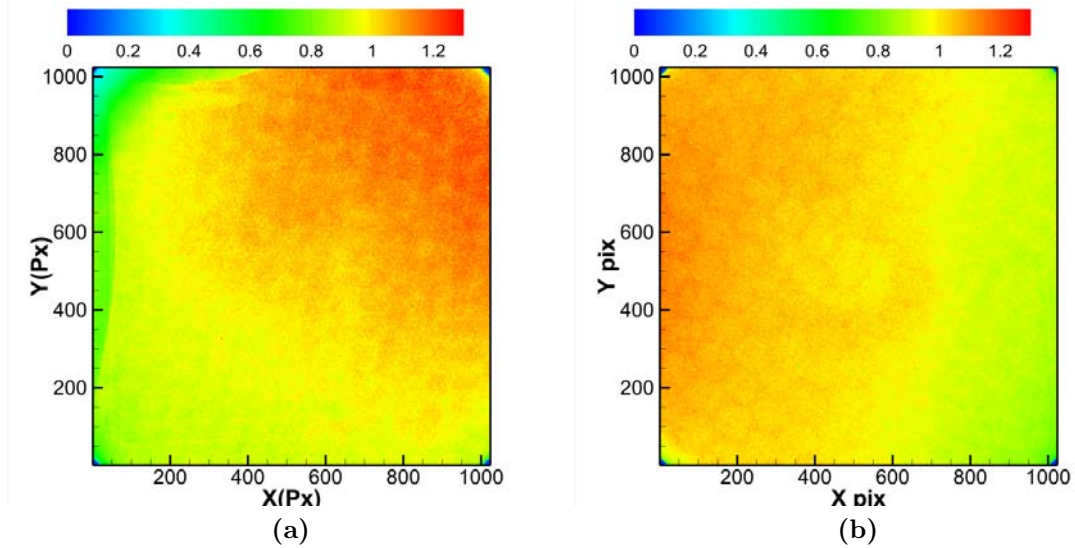
**Figure 100 - (a) :** Schéma du montage avec sphère intégrante et filtres de densité neutre. En (b), photo du dispositif réel.

Les deux caméras ont été calibrées à l'aide de cette configuration. Les gains caméras ont été successivement fixés à 120, 150, 180, 200, 2250 et 250. Les différents coefficients de transmission appliqués (en utilisant un ou plusieurs filtres) sont listés sur la figure 101.



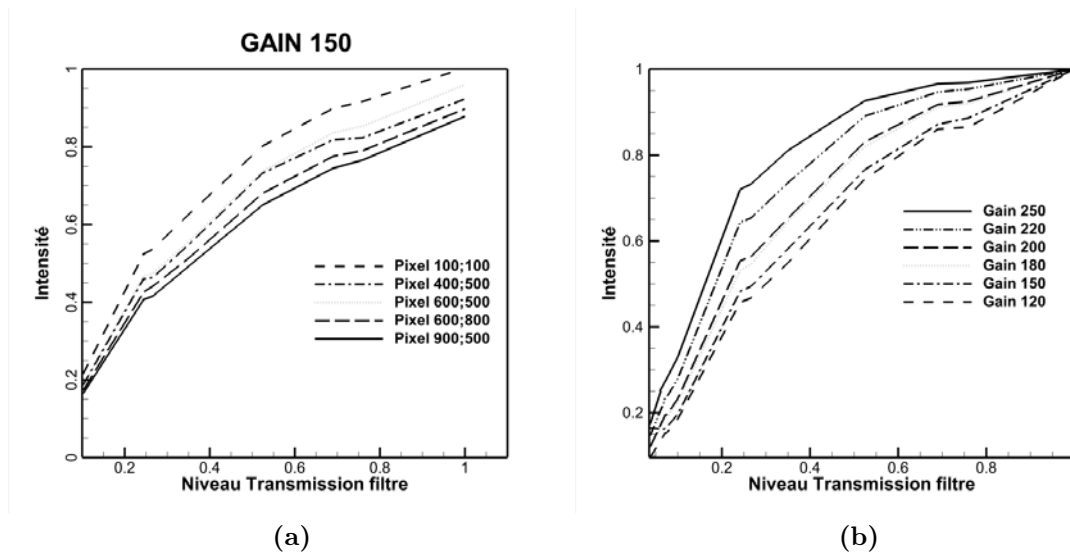
**Figure 101** - Représentation graphique des différents niveaux de transmission obtenus à l'aide des multiples filtres de densité neutre utilisés lors de l'étalonnage des caméras.

A partir des images ainsi acquises, on a pu observer l'impact du gain de la caméra sur la réponse globale des pixels de la caméra (en moyennant le signal sur la totalité de l'image) ainsi que sa variation pixel à pixel. Les variations spatiales observées sur les figures 102a et 102b sont nettement moins importantes que celles observées par Williams *et al.* [43] mais demeurent loin d'être négligeables.



**Figure 102** - Images moyennes à 308 (a) et 266 nm (b) à un gain de 150, transmission=0.2415), normalisées par la valeur moyenne sur l'image.

Dans tous les cas, la réponse des pixels n'est jamais parfaitement linéaire (figure 103a) et la caméra présente également une variation qui dépend du gain, comme en atteste la figure 103b. On constate de plus que, toujours en accord avec Williams *et al.*, la réponse des deux caméras pourtant identiques est différente. On note enfin que la non-linéarité s'accroît en fonction de l'intensité du signal mesuré : les sources les plus intenses sont celles qui provoquent une réponse non-linéaire de la caméra.

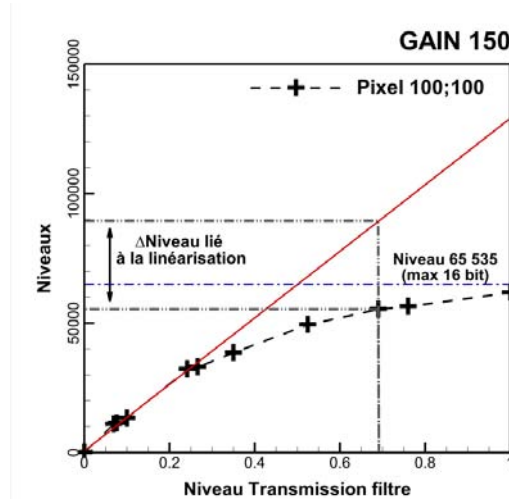


**Figure 103 - (a) :** variation de la réponse en fonction du pixel, à 308 nm et gain 150. **(b) :** évolution de la valeur moyenne sur l'image en fonction du gain et de la transmission.

Il convient de mettre au point une matrice de correction pour générer des images présentant une réponse linéaire des pixels de la caméra et une image uniforme spatialement. Détaillons brièvement le principe derrière la réalisation d'une telle matrice et son fonctionnement.

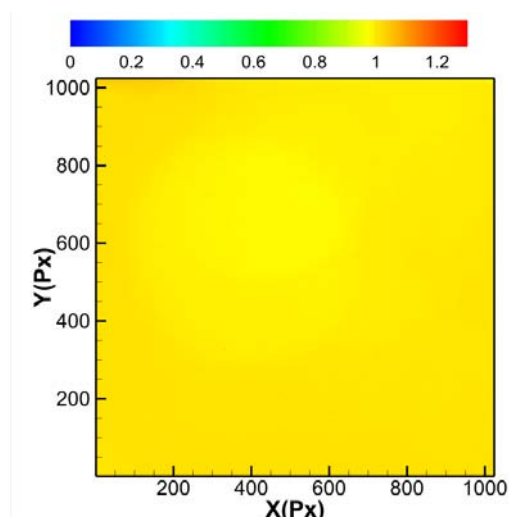
Dans un premier temps, on cherche à rétablir la linéarité en réponse de chacun des pixels de la caméra. Pour chaque gain testé et pour chaque pixel, la droite de réponse normalement attendue est déterminée à l'aide des six premiers points de mesure des filtres présentant la plus faible transmittivité aux transmissions les plus basses (0.035-0.266). Dans cette gamme, la réponse des pixels est naturellement linéaire (figure 103b). On peut alors procéder à la conversion du niveau de signal obtenu : l'abscisse (transmittivité) du pixel est obtenue en modélisant la courbe déterminée par l'étalonnage puis le niveau de signal corrigé est déterminé en reportant l'abscisse calculée dans l'équation de droite correspondante. Le principe est schématisé sur la figure 104.

Dans un second temps, il convient de "ramener" les valeurs corrigées dans une gamme correspondante à celle de la caméra, ce qui aura également pour effet de donner une réponse similaire à chaque pixel. Pour cela, la valeur maximale atteignable après correction est déterminée pour chaque pixel à partir des étalonnages, constituant une matrice des valeurs maximales pour chaque niveau de gain. Puis l'image linéarisée obtenue à la fin de la première étape est divisée par cette "matrice max" afin d'obtenir les niveaux de l'image dans une gamme 0-65 535 (enregistrement sur 16 bits).



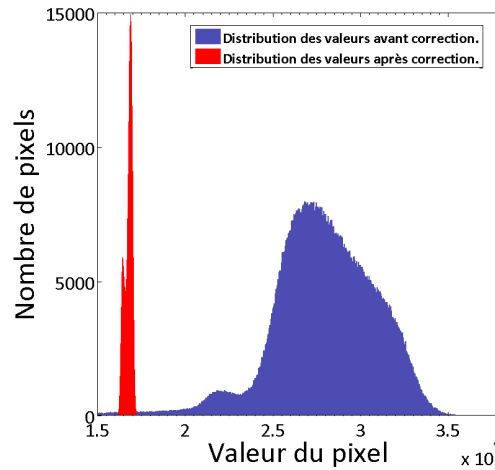
**Figure 104** - Principe de linéarisation, appliqué à chaque pixel et pour chaque gain. Les niveaux "bruts" sont remplacés par les niveaux "linéarisés" en fonction du niveau de transmission. Pour les images de fluorescence, on détermine l'abscisse en transmission correspondante au niveau enregistré, qui est remplacé par la valeur linéarisée.

Les images d'étalonnage ont ensuite été corrigées afin de vérifier si un champ uniforme, représentatif du signal lumineux émis par la sphère intégrante, était effectivement obtenu après correction. Le champ corrigé pour l'Excimer (gain 150, transmission 0.2415) est représenté sur la figure 105.



**Figure 105** - Image moyenne de la sphère intégrante à 308 nm, gain 150 et transmission de 0.2415. Signal normalisé par la valeur moyenne sur l'image.

Comme on le constate visuellement, l'efficacité de la correction est importante avec un signal considérablement plus uniforme que les signaux "bruts" enregistrés naturellement par les caméras. Les comparaisons des distributions (figure 106) permettent de vérifier ce constat.



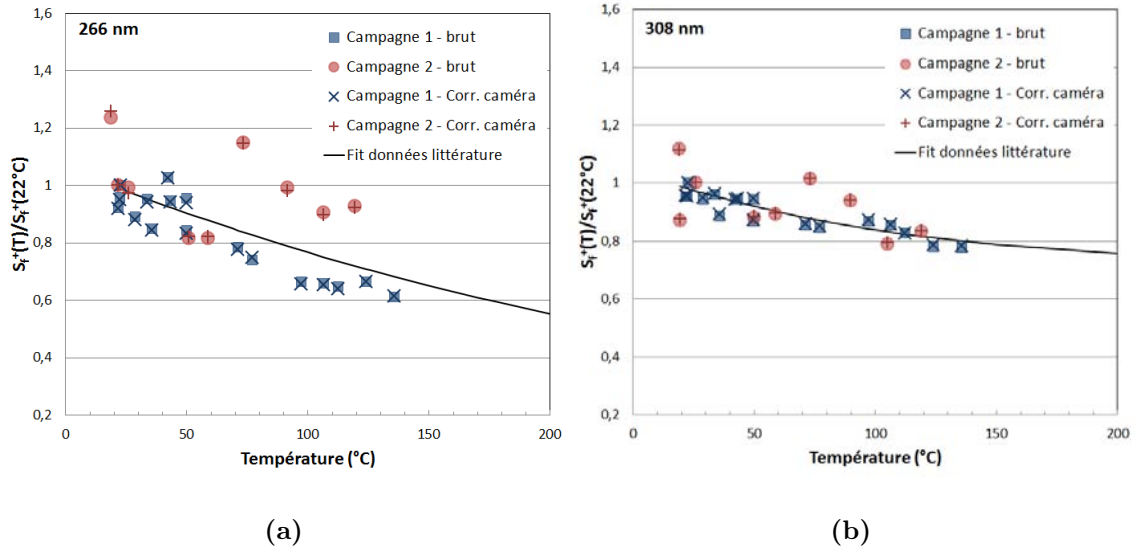
**Figure 106** - Comparaison des distributions des valeurs des pixels avant et après correction pour ces images.

Après correction, la fonction de distribution des valeurs est beaucoup plus étroite avec l'ensemble des valeurs comprises entre  $1.6 \cdot 10^4$  et  $1.7 \cdot 10^4$  (contre  $1.5 \cdot 10^4$  et  $3.5 \cdot 10^4$  sans correction) ce qui témoigne d'une bien meilleure homogénéité des images. Le calcul de  $\sigma^*$ , défini par l'écart type pixel à pixel divisé par la moyenne de l'image, renforce ce constat, puisqu'il vaut 0.107 dans le cas non-corrigé contre 0.012 après correction. On notera toutefois que la valeur moyenne de l'image est réduite par rapport à l'image brute (centres des fonctions de distribution) du fait de la renormalisation des niveaux des pixels sur 16 bits. Celle-ci a pour effet de diminuer la pente de la réponse de la caméra et donc la valeur moyenne à signal équivalent.

### 3.2.4 Influence de la correction caméra sur l'étalonnage de la PLIF

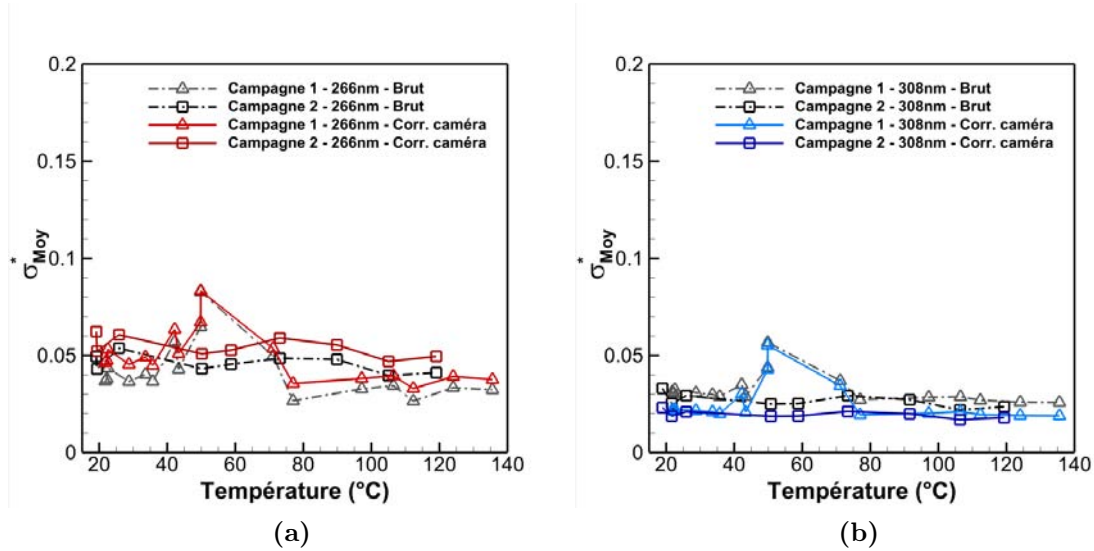
L'impact de la correction de la non-linéarité de la caméra sur la courbe d'étalonnage, présenté sur la figure 107, n'est pas visible : la plupart des points de mesure corrigés sont confondus avec les points de mesures non corrigés (en couleurs pleines sur les deux graphiques). Ceci est cohérent avec le principe de la correction qui modifie principalement les grandes valeurs des niveaux de pixel. Bien que la valeur moyenne des images soit plus faible que celle des images brutes, les images sont normalisées dans les deux cas par rapport à la référence à 25 °C aux deux longueurs d'ondes, conduisant à des mesures similaires. D'autant que la zone de mesure se situe, pour les deux caméras, dans des zones relativement homogènes vis-à-vis des réponses non-linéaires des pixels des caméras.

### 3.2. DESCRIPTIONS DES PROCESSUS CORRECTIFS APPLIQUÉS À L'IMAGERIE PLIF



**Figure 107** - Accord des mesures d'étalonnages (2 campagnes) avec la littérature, à 308 et 266 nm. Comparaison avec les mesures brutes (i.e. sans correction).

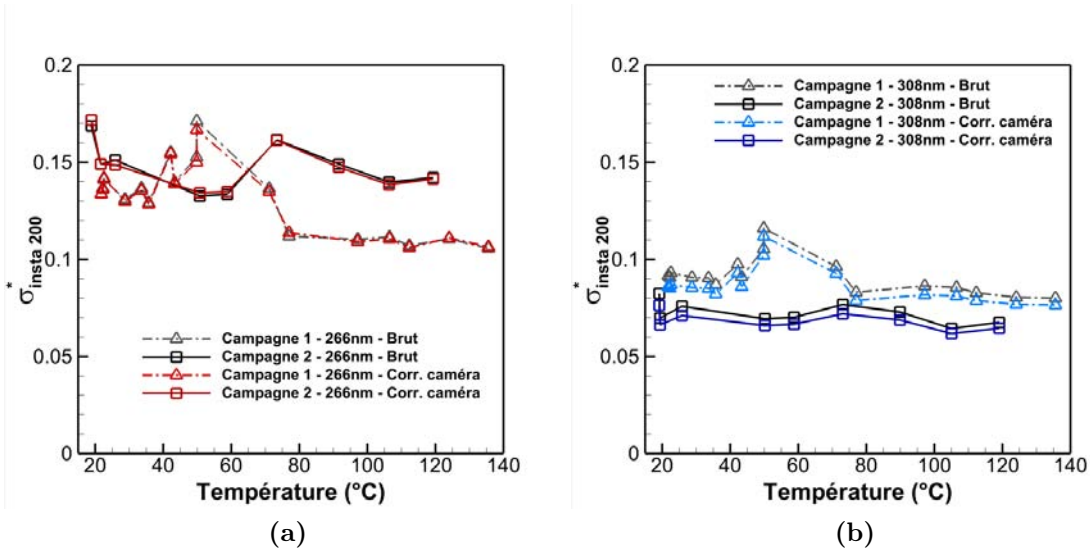
Toutefois, la correction des pixels doit avoir un impact sur l'écart type en diminuant la différence de réponse pixel à pixel pour une même intensité lumineuse. On a ainsi représenté  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\overline{\sigma_{Insta_i}^*}$  pour le vérifier sur les figures 108a à 109b.



**Figure 108** - Comparaison entre  $\sigma_{Moy}^*$  des images moyennes brutes (lignes grises) et des images moyennes corrigées pour la linéarité des caméras, pour 266 nm (a) et 308 nm (b).

Si l'on remarque une réduction modeste de l'écart-type de l'ordre de 0.01 pour l'Excimer, aussi bien pour  $\sigma_{Moy}^*$  que  $\overline{\sigma_{Insta_i}^*}$ , il n'en est pas de même pour les images du Nd-YAG,



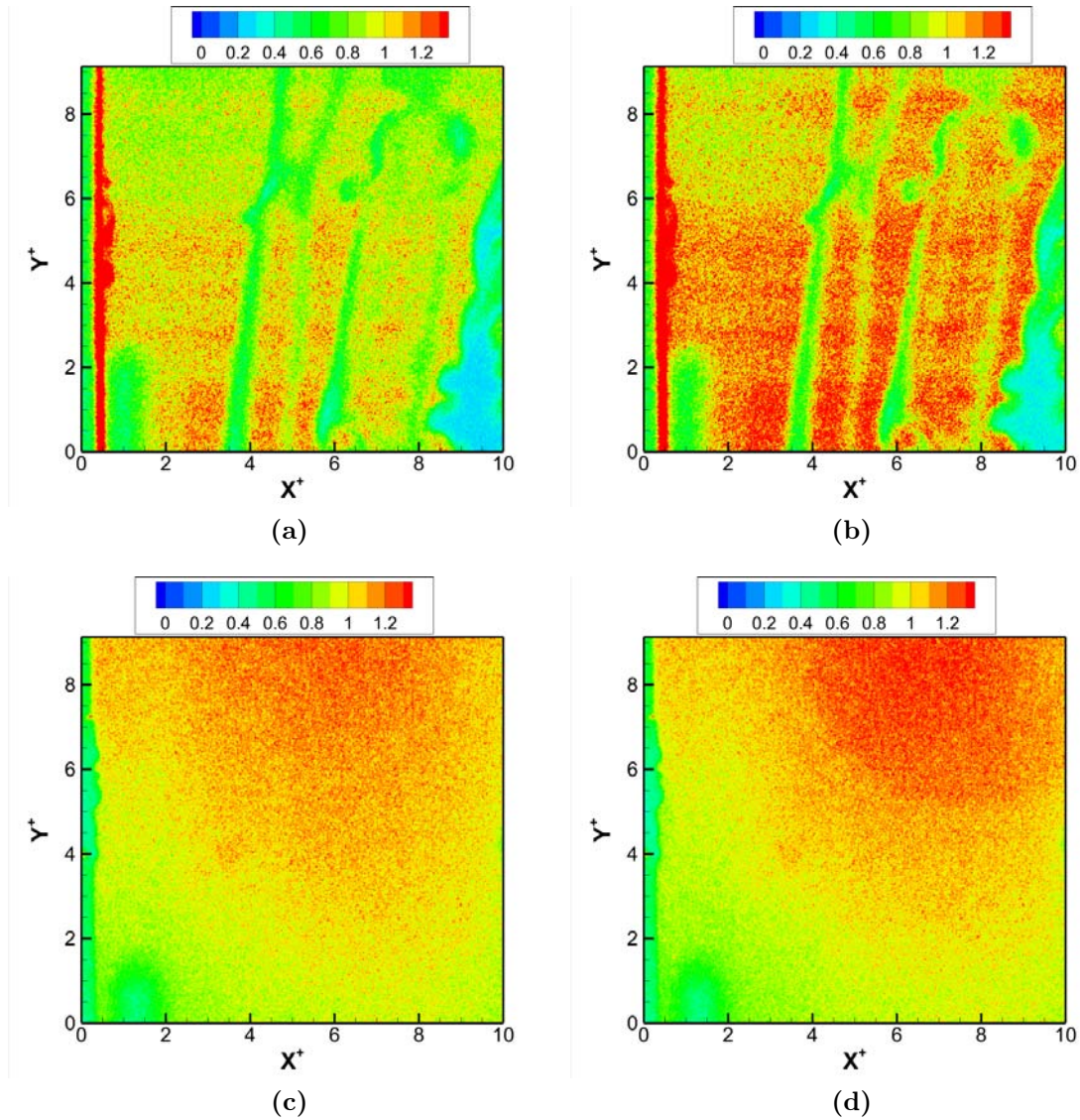


**Figure 109** - Comparaison entre  $\sigma_{Insta200}^*$  des images brutes (lignes grises) et des images corrigées pour la linéarité des caméras, pour 266 nm (a) et 308 nm (b).

qui présentent même une légère augmentation du même ordre de grandeur pour  $\sigma_{Moy}^*$  tandis que  $\sigma_{Insta200}^*$  ne varie pas. L'explication est vraisemblablement à trouver dans les images brutes de "flat-field" vues précédemment, où l'on a pu remarquer que la partie droite de l'image à 308 nm présente une in-homogénéité relativement importante, à l'inverse du YAG. Ceci se traduit par une efficacité plus visible pour l'Excimer, où la correction est significative. L'absence de variation de  $\sigma_{Insta200}^*$  à 266 nm confirme également que l'apport de la correction dans la zone de mesure, pour les images instantanées, n'est pas significatif contrairement aux images de l'Excimer.

La visualisation de la correction sur les images d'étalonnage se constate en comparant des images brutes et des images corrigées (normalisées par leurs valeurs moyennes respectives) côte à côte (figures 110a à 110d). On remarque alors une répartition des zones de haute et basse intensité différente. Ainsi, dans les zones où l'intensité est sous-estimée par la caméra (zones vertes sur champs homogènes vus précédemment), celle-ci est réhaussée en fonction de l'étalonnage réalisé. L'inverse se produit dans les zones de sur-estimation de l'intensité (zones rouges-orangées). La comparaison entre la 100<sup>ème</sup> image instantanée brute (à gain 150, 2<sup>ème</sup> campagne, 22 °C) avant et après correction permet de mettre les variations en évidence.

Des instabilités sont visibles sur les images du Nd-YAG ( figures 110a et 110b) et sont liées à des perturbations au sein de l'écoulement lors de la mesure de température. Elles n'influencent toutefois pas l'étalonnage, puisque la zone de mesure pour le caractériser n'est jamais perturbée. Les images (figure 110) ont été normalisées par leurs valeurs moyennes respectives. De cette manière, on peut clairement voir l'influence de la correction : les zones de signal plus intense (i.e. de fluorescence plus importante) apparaissent plus visibles, en particulier à 266 nm (et dans une moindre mesure à 308 nm), ce qui est cohérent avec la linéarisation de la réponse. L'écart entre les zones de basse et haute intensités se trouve accru par rapport aux images brutes.



**Figure 110** - (a) et (c) : les images instantanées non corrigées pour le Nd-YAG et l'Excimer. (b) et (d) : les versions corrigées. Gain 150, 2<sup>ème</sup> campagne, 22 °C.

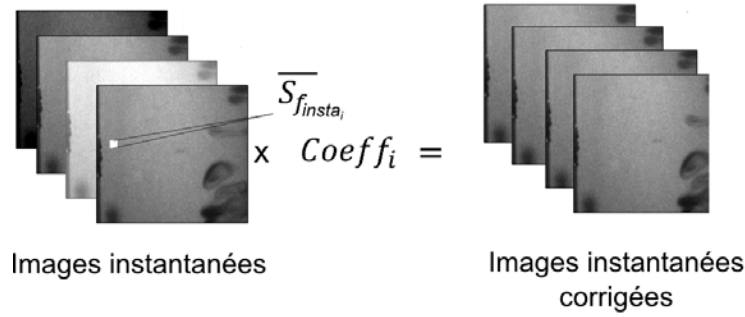
Cette correction permet ainsi de considérer dorénavant que la réponse des caméras est linéaire avec l'intensité de fluorescence mesurée et identique pour chaque pixel. On appliquera par ailleurs cette correction à toutes les images instantanées acquises par les caméras et nécessaires pour les étapes de correction suivantes. Considérons maintenant la correction de la variation d'énergie LASER tir-à-tir.

#### 3.2.5 Description de la correction de la variation d'énergie LASER tir-à-tir

L'énergie LASER varie à chaque tir. Cette variation peut ainsi être faible (LASER Excimer) ou au contraire relativement importante (LASER ND-Yag). Typiquement, la correction appliquée repose sur un mesureur d'énergie mémorisant l'énergie de chaque

tir LASER pour permettre une correction à posteriori. Dans notre cas, ce matériel n'est pas disponible et une méthode corrective appliquée sur les images instantanées a été employée. La limite de cette technique nécessite d'avoir une zone où la concentration et la température sont constantes pendant toute la durée de l'acquisition du lot d'images. Dans notre cas, le cœur potentiel du jet permet d'obtenir ces conditions.

La correction de la variation d'énergie LASER tir-à-tir repose sur l'ajustement des niveaux des pixels des images instantanées en fonction de ceux de l'image moyenne. Pour toute image instantanée,  $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$  est calculée.  $\overline{S_{f_{Insta_i}}}$  est ensuite comparée à la valeur moyenne  $\overline{S_{f_{Moy}}}$  mesurée dans la même zone de mesure, et un coefficient  $Coef f_i = \frac{\overline{S_{f_{Moy}}}}{\overline{S_{f_{Insta_i}}}}$  propre à chaque image instantanée est déterminé, de manière à assurer  $\overline{S_{f_{Insta_i}}} = \overline{S_{f_{Moy}}}$  pour chacune d'elles. Les images instantanées "brutes" sont alors multipliées par leur coefficient respectif. Des erreurs de synchronisation pouvant survenir lors de l'acquisition, il arrive que certaines images apparaissent noires, ou trop éloignées de la valeur moyenne sur le lot en terme de signal. Ces images sont automatiquement rejetées, puis la moyenne est recalculée avant que les images instantanées restantes soient corrigées. La figure 111 récapitule le processus.



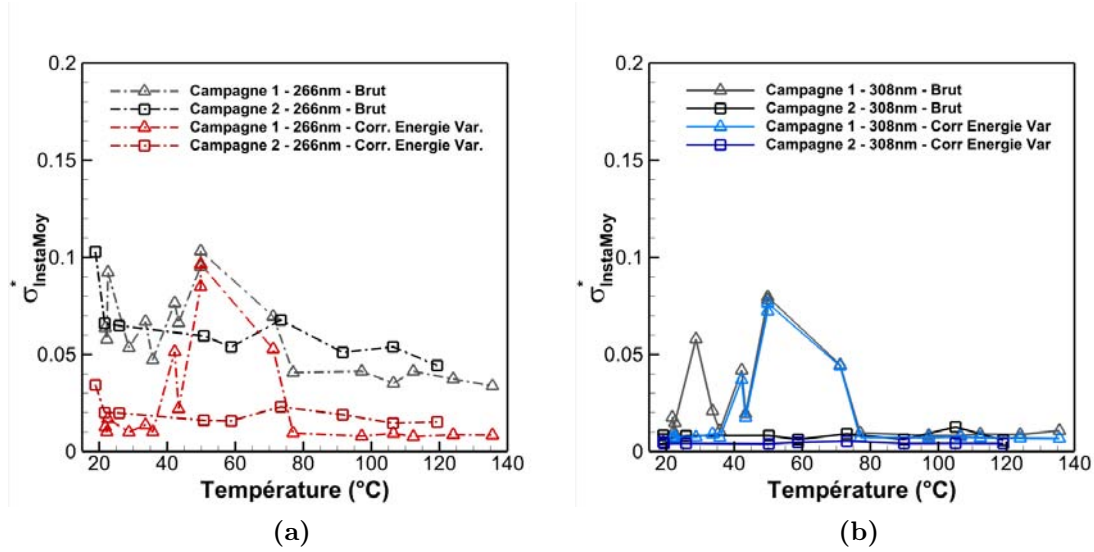
**Figure 111** - Principe de correction de la variation tir à tir d'énergie LASER.

### 3.2.6 Influence de la correction de la variation d'énergie LASER tir à tir

L'influence de cette correction sur l'accord avec la littérature est nulle puisque la valeur moyenne sur l'ensemble du lot  $\overline{S_{f_{Moy}}}^*$  n'est pas modifiée. Cette correction a en effet pour vocation de diminuer  $\sigma_{InstaMoy}^*$  (qui quantifie, pour rappel, la variation moyenne de  $\overline{S_{f_{Insta_i}}}^*$  par rapport à  $\overline{S_{f_{Moy}}}^*$ ) en corrigeant la variation d'énergie LASER tir à tir, afin de pouvoir comparer deux images instantanées consécutives. L'efficacité de la correction appliquée ici est validée sur les figures 112a et 112b, où l'on constate la diminution significative de  $\sigma_{InstaMoy}^*$ , en particulier à 266 nm, longueur d'onde du LASER ND-Yag, présentant d'importantes fluctuations tir à tir. Les pics encore présents pour l'intervalle de température [40-70 °C] sur la campagne 1 confirment par ailleurs l'hypothèse émise précédemment, à savoir que la variation observée en ces points de mesure est vraisem-

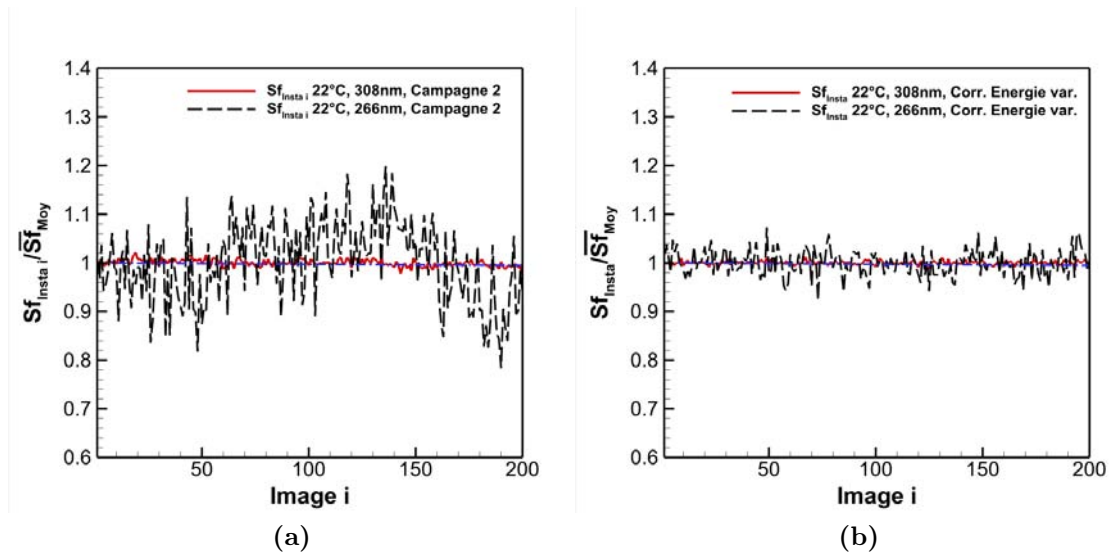
### 3.2. DESCRIPTIONS DES PROCESSUS CORRECTIFS APPLIQUÉS À L'IMAGERIE PLIF

blement due en majorité à une perturbation de l'écoulement et non à la variation d'énergie LASER.



**Figure 112** - Influence de la correction sur  $\sigma_{InstaMoy}$  avec comparaison des courbes "brutes", à 266 (a) et 308 nm (b).

Enfin, les figure 113a et 113b (avant et après correction) confirment également qu'après correction,  $\overline{Sf_{Insta_i}}^*$  est considérablement plus proche de  $\overline{Sf_{Moy}}^*$  pour chaque image instantanée. Le code réalisant cette fonction ainsi que le rejet des images non-valides est rapporté en annexe A.4.1.



**Figure 113** - Représentation de  $\overline{Sf_{Insta_i}}$  sur  $\overline{Sf_{Moy}}$  aux deux longueurs d'onde avant la correction (a) puis après celle-ci (b).

La prochaine correction consiste à réduire le bruit lié au signal parasite ambiant, bruit de fond, ou "background noise", ainsi que les sources de bruit liées à l'électronique de la caméra.

### 3.2.7 Soustraction du bruit de fond et autres signaux parasites

Les sources de bruit liées à l'environnement de la mesure et au fonctionnement des caméras ont été brièvement abordées dans le chapitre 1. Nous allons maintenant les détailler et s'intéresser à réduire leur contribution au signal collecté par les caméras, pour augmenter le ratio signal-sur-bruit.

La première source de bruit est logiquement liée à l'environnement et au signal parasite qu'il va produire lors de l'intégration temporelle du signal de fluorescence. Là-aussi, plusieurs sources peuvent en être à l'origine :

- Les sources lumineuses ambiantes : typiquement, toute source lumineuse même faible émettant dans le spectre de collection de la caméra aura une incidence non-négligeable pendant le temps d'intégration de la mesure : diodes lumineuses, écrans et autres éclairages d'appoint. Il est donc impératif de travailler dans l'obscurité la plus complète possible, en protégeant au maximum la zone de mesure des sources lumineuses indispensables pour l'opérateur, telles que les écrans.
- Les reflets : la configuration en vis-à-vis des caméras intensifiées est source de reflets difficilement évitables. Lors du tir LASER, le reflet de la fluorescence dans l'optique située en face de la caméra induit logiquement des artefacts sous la forme de zones plus intenses sur le signal obtenu en sortie de caméra. Par ailleurs, la réflexion du faisceau LASER sur les surfaces environnantes (bord de la buse du jet, surfaces métalliques, etc) provoque souvent une certaine fluorescence elle aussi visible par la caméra. La mise en place d'un filtre passe-haut devant la caméra couplée à une optique non-UV permettent en effet de prévenir que le faisceau LASER ne soit lui-même perçu par la caméra, mais la fluorescence qu'il génère sur les surfaces environnantes (en particulier l'aluminium) n'est pas filtrable sans filtrer également la fluorescence de l'acétone.

A ces sources d'erreur s'ajoute les différents bruits liés au principe de fonctionnement de la caméra. Ils sont énumérés et détaillés par Dussault *et al.* [42] et leur contribution se décline par :

- le bruit du photon ("shot noise"),
- le bruit du courant d'obscurité ("dark current noise"),
- le bruit de lecture ("readout noise").

Le premier est systématiquement présent car il est lié à la nature quantique de la lumière et il en résulte des fluctuations statistiques du nombre de photons émis par une source lumineuse. Si une surface de détection est éclairée, toute la surface ne reçoit pas

exactement le même nombre de photons, du fait de la nature aléatoire de l'émission des photons. Chaque zone élémentaire reçoit en moyenne une quantité  $N$  de photons pendant le temps d'intégration  $\tau$ , avec un écart-type équivalent à  $\sqrt{N}$ . Si  $N$  est trop faible, l'écart-type des niveaux de gris de l'image s'avère proche de  $N$ . On observe ainsi une variation importante des niveaux pixel à pixel, liée à la faible quantité de photons, qui se traduit par un bruit blanc homogène sur toute la surface du capteur. Chaque caméra possède, en fonction de ses caractéristiques techniques, une limite du bruit du photon, correspondant à une quantité minimum de photons (et donc d'électrons lors de la conversion par la photocathode) pour parvenir à distinguer un signal du bruit du photon. Cette limite est en pratique relativement élevée, du fait la conversion des photons en électrons différente de l'unité. Dans la pratique, il est difficile de réduire cette source de bruit lorsque les niveaux de gris des images sont faibles. Toutefois, nous verrons dans la section 3.3 les solutions pour réduire le bruit du photon.

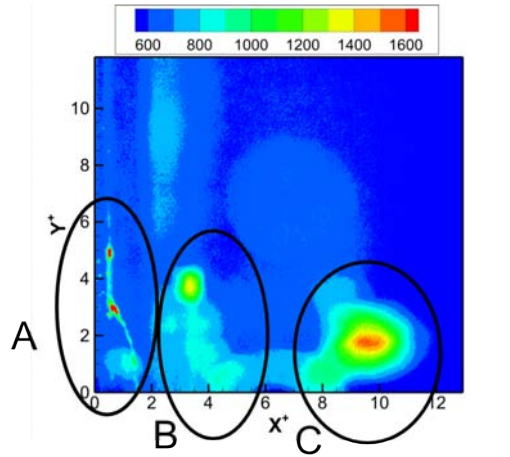
Le bruit du courant d'obscurité est un signal parasite provoqué par le courant d'obscurité. Ce courant est généré par des électrons produits dans le substrat de silicium du capteur CCD du fait de la température du capteur. Aussi appelé "courant de fuite", il génère un niveau de gris de basse intensité, dont la distribution est similaire à celle du bruit du photon. En refroidissant le capteur, on peut réduire grandement ce courant et donc le bruit induit. Williams *et al.* [43] donnent l'exemple d'un capteur CCD non refroidi, dont le courant d'obscurité vaut 300 électrons par pixel et par seconde. Refroidi à  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  (à l'instar des PIMAX 2 utilisées ici), le courant d'obscurité chute à 1 électron par pixel et par seconde. Toutefois, les valeurs données correspondent aux grandeurs communiquées par les fournisseurs d'équipements, la littérature étant à notre connaissance dépourvue de mesures réelles. Williams *et al.* [43] communiquent là encore des bornes supérieures et inférieures pour le courant d'obscurité, respectivement de  $3.0\text{ nA/cm}^2$  et  $0.1\text{ nA/cm}^2$ , en précisant que seule la première semble être assez élevée pour induire une modification du rapport signal-sur-bruit.

Le bruit de lecture ou "Readout Noise" est généré par l'électronique convertissant la charge de chaque pixel en une valeur proportionnelle à l'intensité lumineuse. Quand les charges accumulées sont transférées vers le CCD, des électrons peuvent être laissés sur place, ou avoir déjà transité vers le CCD. Ceci engendre des erreurs induites sur la proportionnalité du signal obtenu avec l'intensité lumineuse réelle. Ce bruit est toujours constant et fortement lié à la fréquence d'acquisition. Toutefois, il n'est pas dépendant du temps d'intégration.

Ces sources de bruit (hormis le bruit du photon) sont toutes additives, elles s'ajoutent au signal de la fluorescence et restent constantes à énergie LASER, fréquence et temps d'intégration fixés. La réduction de ces sources de bruit est réalisée par l'acquisition d'images dites "de Background Noise". Avant chaque mesure, on procède à l'acquisition d'images en l'absence d'acétone. Cette mesure, effectuée dans les mêmes conditions (même énergie LASER, même temps d'intégration, à une fréquence similaire) que celles employées pour la mesure effective de la fluorescence, permet d'obtenir une image des différentes sources de bruit listées plus haut. Le bruit de lecture, du courant d'obscurité ainsi que les signaux parasites liés aux sources lumineuses ambiantes et aux reflets provoqués par le tir LASER sont présents sur les images acquises. Les reflets liés à la fluorescence de l'acétone ne sont pas présents dans cette mesure. On corrige en-



suite les images obtenues pour la non-linéarité de la caméra. Puis on procède au calcul de l'image moyenne de "Background Noise". La figure 114 présente une telle image, obtenue à 22 °C, gain égal à 150 et pour une énergie LASER moyenne égale à 130 mJ à 308 nm.



**Figure 114** - Image de "Background Noise", obtenue en moyennant 200 images à 22°C, gain 150, et 130 mJ (308 nm).

Les niveaux de gris parasites des pixels induits par le LASER sont clairement visibles : la fluorescence sur le métal (acier inoxydable) de la buse du jet, visible sur la gauche de l'image (A); les zones circulaires au centre et en bas de l'image, qui sont les reflets de la fluorescence du métal dans l'optique de la caméra en vis-à-vis (C) et sur les structures en aluminium supportant la caméra (B). Pour le YAG, d'autres reflets, liés à la caméra PIV (adjacente à la caméras PIMAX pour le 308 nm comme on l'a vu) sont présents sur les images. De par la nature additive des sources de bruit, l'image caractéristique du bruit obtenue est soustraite des mesures de fluorescence et augmente le rapport signal-sur-bruit (expression 30) :

$$\text{Image Debruitée} = \text{Image Totale} - \text{Image Background} \quad (30)$$

où Image Totale est le signal de fluorescence total collecté et Image Background la somme des signaux de la fluorescence parasite, des reflets, de la luminosité ambiante et du bruit dû au "readout" et aux courants d'obscurité.

Comme spécifié auparavant, les reflets liés à la fluorescence de l'acétone ne sont pas présents dans l'image de "Background Noise". Cette source de bruit est difficile à éliminer dans la mesure où l'intensité de fluorescence varie en fonction de la température lors des mesures.

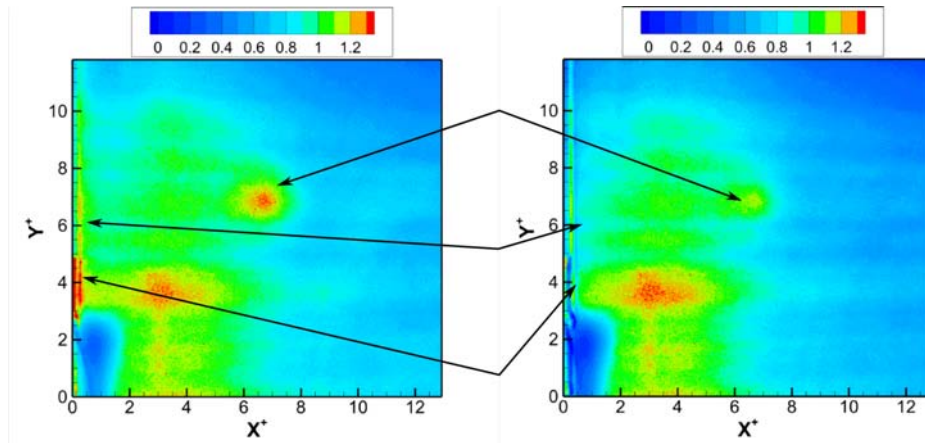
Toutefois, dans les cas où la variation de la fluorescence est contenue, on peut envisager d'extraire une valeur moyenne de la contribution des reflets liés à la fluorescence. Pour se faire, on procède à deux acquisitions : l'une en présence d'acétone (dans la configuration caméras en vis-à-vis), la seconde avec un cache opaque devant la caméra en vis-à-vis (mesure à réaliser indépendamment pour les deux caméras). La soustraction des deux

acquisitions permet d'obtenir une image des reflets à soustraire du signal total en plus de l'image de "Background Noise". Dans la pratique, les reflets liés à la fluorescence de l'acétone sont peu visibles et situés hors de la zone d'intérêt des mesures sur le barreau chauffé : ils viennent intensifier les zones B et C sur l'image de la figure 114, alors que le barreau chauffé est situé en  $Y^+ = 6$  lors des mesures. C'est pourquoi sa soustraction n'a pas été jugée nécessaire et que seule celle du "Background Noise" a été réalisée.

L'algorithme de correction des sources de bruit est simple : après avoir calculé l'image moyenne de "Background Noise", elle est soustraite des images instantanées obtenues après la correction de l'énergie LASER tir-à-tir. Puis on calcule l'image moyenne à partir des images instantanées corrigées.

$$\overline{\text{Image}}_{\text{moyenne BG Subs}} = \frac{\sum_{N_{\text{Images}}} \text{Image}_{\text{Inst}} - \overline{\text{Image}}_{\text{Background Noise}}}{N_{\text{Images}}} \quad (31)$$

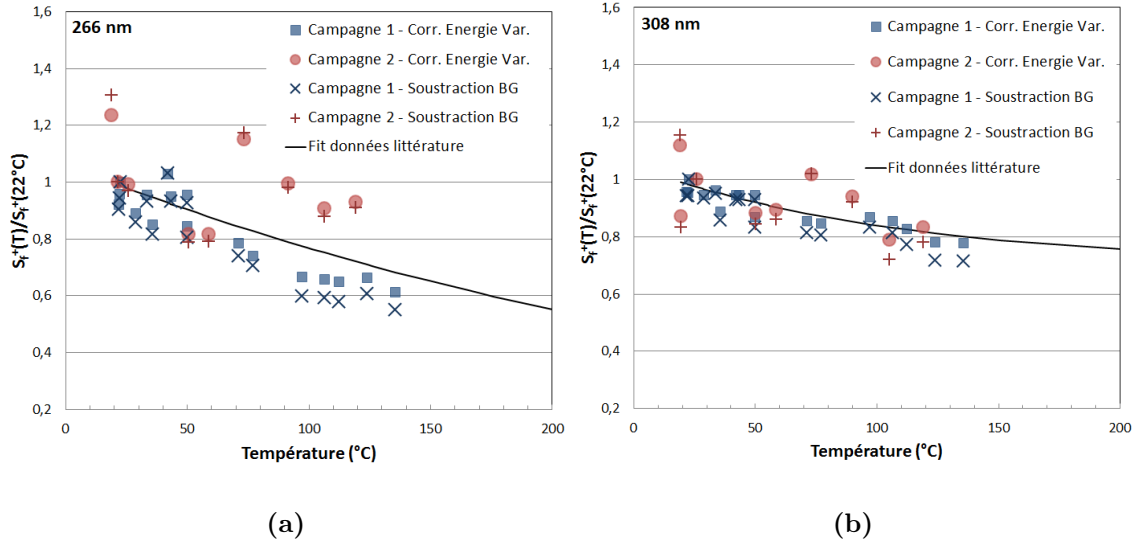
La figure 115 permet de visualiser l'influence de cette correction sur l'image moyenne réalisée à 22 °C et 266 nm, lors de la première campagne d'étalonnage. On constate la diminution des contributions liées aux signaux parasites listés plus haut. En particulier, la zone de haute intensité visible au centre, liée à un reflet, est considérablement réduite. De même, la fluorescence parasite de la buse visible sur l'extrémité gauche est également diminuée. Dans l'ensemble, le contraste de l'image est amélioré, l'écart entre les zones de haute et basse intensités s'accroît.



**Figure 115** - Comparaison entre l'image moyenne corrigée par la variation d'énergie LASER et la non-linéarité de la caméra (à gauche), et l'image moyenne après soustraction de l'image de Background Noise, à droite pour 266 nm, 22 °C. Gain 200, 1<sup>ère</sup> campagne.

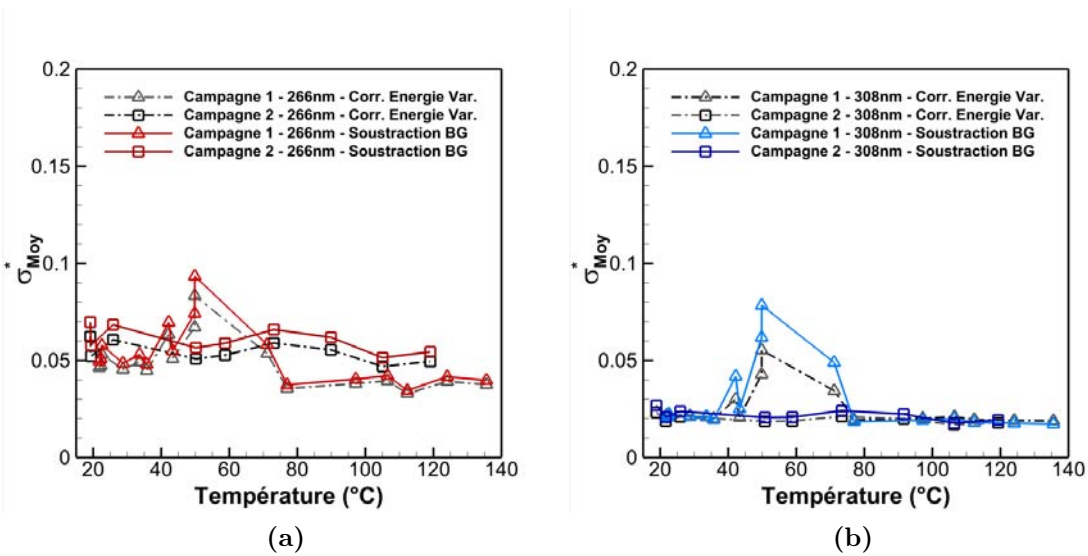
Toutefois, si la soustraction du "Background Noise" est nécessaire, elle diminue légèrement la valeur moyenne  $\overline{S_{fMoy}}^*$  (figure 116) et augmente ainsi  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\sigma_{Instai}^*$ . On constate que l'écart avec la courbe de la littérature (Thurber, Bresson, Ghandi) s'accroît pour les températures les plus élevées. Le signal de fluorescence par mole d'acétone étant plus faible à haute température, la soustraction du signal de fond semble provoquer une légère sous-estimation du signal de fluorescence obtenu par rapport à ce qui est attendu.



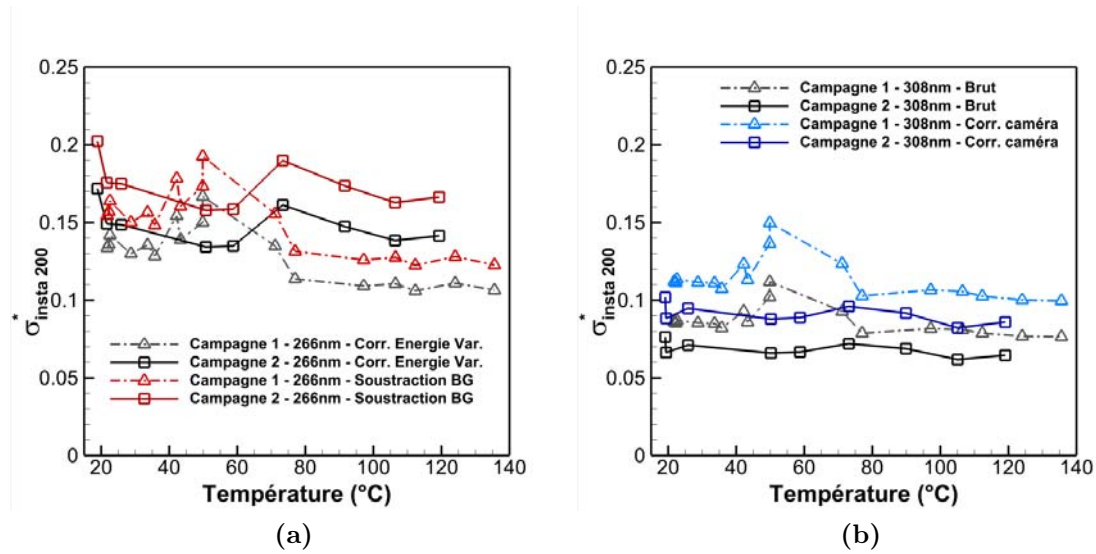


**Figure 116** - Influence de la soustraction du Background Noise sur la variation de signal moyen corrigé normé entre les mesures et la littérature, à 266 nm (gauche) et 308 nm (droite).

Les variations de  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\sigma_{Insta200}^*$  en fonction de la température pour  $\lambda = 266$  et 308 nm sont présentées figure 117a à 118b. L'augmentation est constante et modérée sur toute la gamme de températures, comprise entre 2 et 3 % pour  $\sigma_{Insta200}^*$  et 0,5 et 1 % pour  $\sigma_{Moy}^*$ . L'étape suivante de correction, qui prend en compte les variations liées à l'énergie moyenne à chaque essai, ainsi que la variation possible de la concentration en acétone, devrait permettre d'accroître l'accord avec les mesures de température extraites de la littérature.



**Figure 117** - Impact de la soustraction du "Background Noise" sur l'écart type  $\sigma_{Moy}^*$  à 266 nm (a) et 308 nm (b).



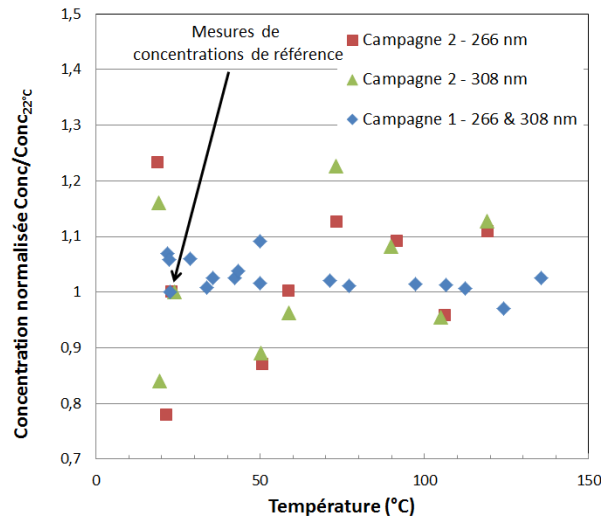
**Figure 118** - Impact de la soustraction du "Background Noise" sur l'écart type  $\sigma_{Insta200}^*$  à 266 nm (a) et 308 nm (b).

#### 3.2.8 Description de la correction de la variation de la concentration en acétone et de l'énergie LASER moyenne

Malgré toutes les précautions prises visant à obtenir une concentration d'acétone constante dans l'écoulement pendant l'étalonnage, celle-ci peut présenter une certaine "dévi-ation" au court du temps d'environ 0.5 %. La concentration est dépendante de la pression et de la température de l'acétone liquide dans le pot d'ensemencement.

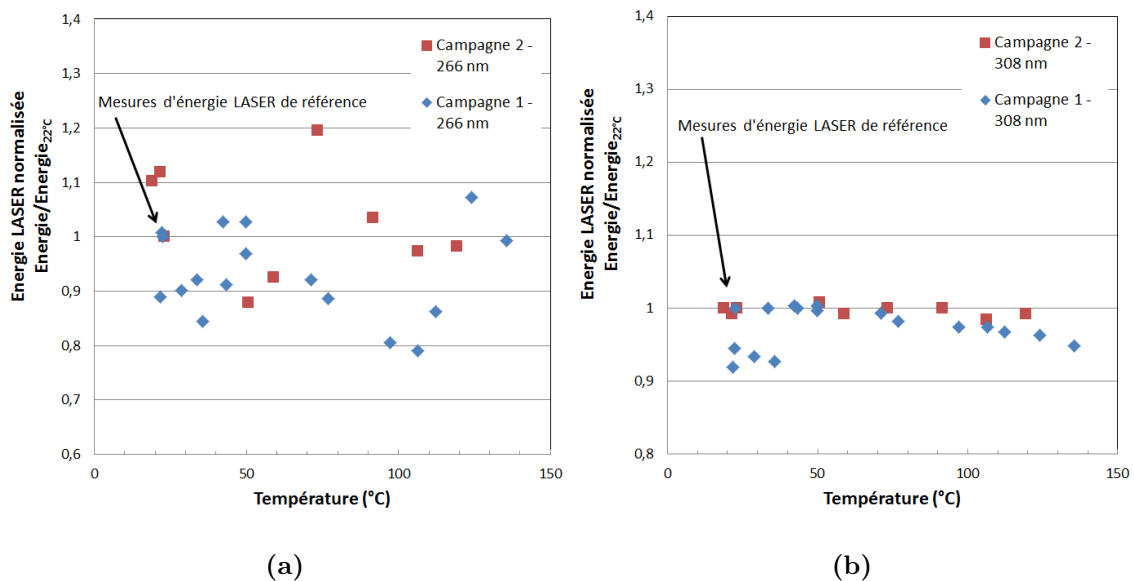
De même, l'énergie LASER moyenne évolue en fonction du temps du fait de la montée en température du cristal pour le Nd-YAG ou à cause de la détérioration du gaz d'excitation pour l'Excimer. Cette variation peut atteindre 20 % de l'énergie moyenne à 266 nm. Le chapitre 1 a en effet montré que le signal de fluorescence est linéaire en fonction de la concentration en acétone et de l'énergie d'excitation (hors saturation, ce qui est notre cas ici). C'est pourquoi l'énergie LASER moyenne, tout comme la pression dans le pot d'ensemencement et la température de l'acétone liquide sont mesurées lors de chaque mesure pour pouvoir estimer la concentration effective, et appliquer un coefficient correctif le cas échéant.

On peut considérer la concentration obtenue à 22 °C dans les deux campagnes d'étalonnage comme la valeur de référence et corriger les autres mesures en fonction de celle-ci. Les tableaux 15 et 16 en annexe A.1 recensent les différentes concentrations d'acétone pendant les différentes mesures. La figure 119 rend compte de la dispersion par rapport à la concentration de référence à 22 °C.



**Figure 119** - Variation de la concentration volumique d'acétone en sortie de jet, selon la mesure d'étalonnage (campagnes 1 et 2). Valeurs normalisée par rapport aux valeurs de référence à 22 °C.

Comme on peut le constater, la dispersion est plus grande pour la seconde campagne : le débit d'air est plus important pour cette série de mesure. La pression dans le pot d'acétone, tout comme la température du liquide, présentait ainsi des variations beaucoup plus importantes. Les figures 120a et 120b permettent quant à elles de visualiser les variations de l'énergie LASER moyenne autour de la valeur de référence (toujours à 22 °C).



**Figure 120** - Variation de l'énergie LASER moyenne à 266 (gauche) et 308 nm (droite). Valeurs normalisées par rapport à l'énergie LASER mesurée à 22°C (campagnes 1 et 2).

La correction appliquée est ainsi immédiate. L'expression 32 la récapitule :

$$\text{Image}_{\text{Conc. \& Energie Corr.}_i} = \text{Image}_i \times \left( \frac{\text{Concentration}_{Ref}}{\text{Concentration}_i} \right) \times \left( \frac{\text{Energie LASER}_{Ref}}{\text{Energie LASER}_i} \right)$$

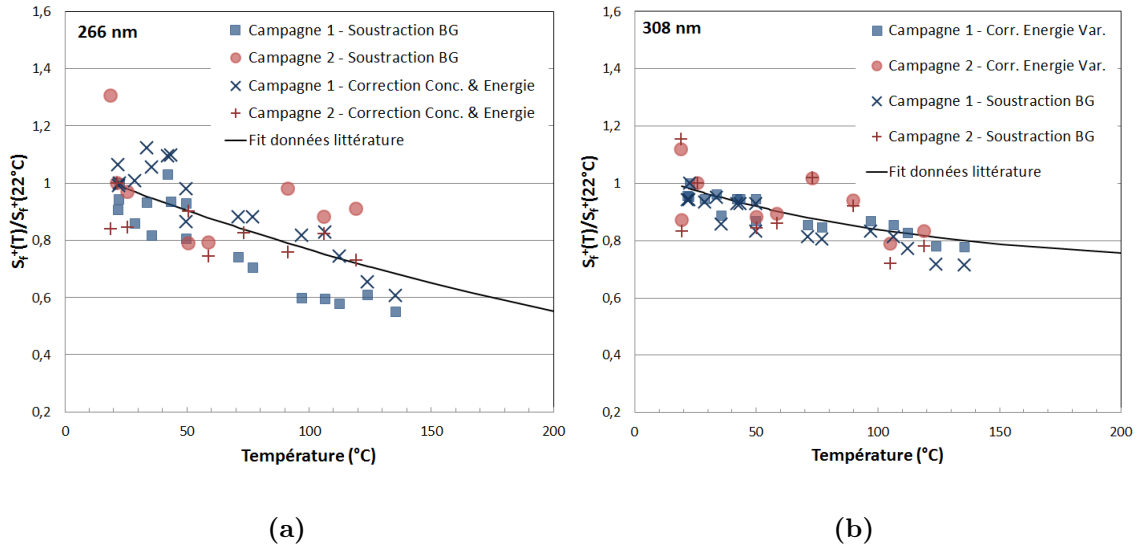
soit

$$\text{Image}_{\text{Conc. \& Energie Corr.}_i} = \text{Image}_i \times \text{Coeff}_{\text{concentration}} \times \text{Coeff}_{\text{Energie LASER}} \quad (32)$$

où  $\text{Coeff}_{\text{concentration}}$  et  $\text{Coeff}_{\text{Energie LASER}}$  sont les coefficients de correction respectivement pour la concentration et l'énergie LASER moyenne pour la mesure instantanée  $i$ , calculés à partir des références prises aux mesures réalisées à 22°C, aux deux longueurs d'onde. Cette correction est appliquée aux images instantanées.

#### 3.2.9 Influence de la correction de la variation de la concentration en acétone et de l'énergie LASER moyenne

L'influence des corrections et l'accord des mesures corrigées avec celles de la littérature sont visibles sur la figure 121. Celle-ci présente un bien meilleur accord entre les mesures de  $\overline{S_{f_{Moy}}}^*$  réalisées pour les deux campagnes d'étalonnage.



**Figure 121** - Accord des mesures d'étalonnage avec la littérature après correction de la variation de concentration et d'énergie LASER moyenne.

A 266 nm, la dispersion est réduite, en particulier aux températures supérieures à 60 °C bien qu'elle demeure relativement importante entre 20 et 40 °C pour la première campagne. La seconde campagne, bien que présentant une dispersion initialement plus importante du fait de variations plus marquées de la concentration, présente un accord satisfaisant après cette correction.

A 308 nm, l'impact sur la première campagne est minimal bien que les hautes températures se rapprochent plus encore de la courbe de la littérature. Pour la deuxième campagne, la dispersion entre 20 et 100 °C est considérablement réduite et l'ensemble des mesures (à l'exception du dernier point) est en bon accord avec la littérature. Ces résultats confortent l'efficacité de cette correction et son importance pour la réalisation des mesures précises, dans la mesure où, ni la concentration, ni l'énergie LASER moyenne, ne sont constantes pendant l'étalonnage ou les mesures de température.

La variation pixel à pixel caractérisée par les écarts types  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\sigma_{Insta200}^*$  n'est pas modifiée puisque la correction est uniquement multiplicative. L'aspect global des images n'est absolument pas modifié pour la même raison (les structures visibles et les gradients demeurent identiques à ceux visibles dans les images obtenues à la fin de la soustraction du "Background Noise"). Pour espérer les réduire, une dernière étape de correction est nécessaire : il faut prendre en compte la distribution spatiale d'énergie LASER lors de l'excitation de l'acétone. La correction à appliquer est détaillée dans la partie suivante.

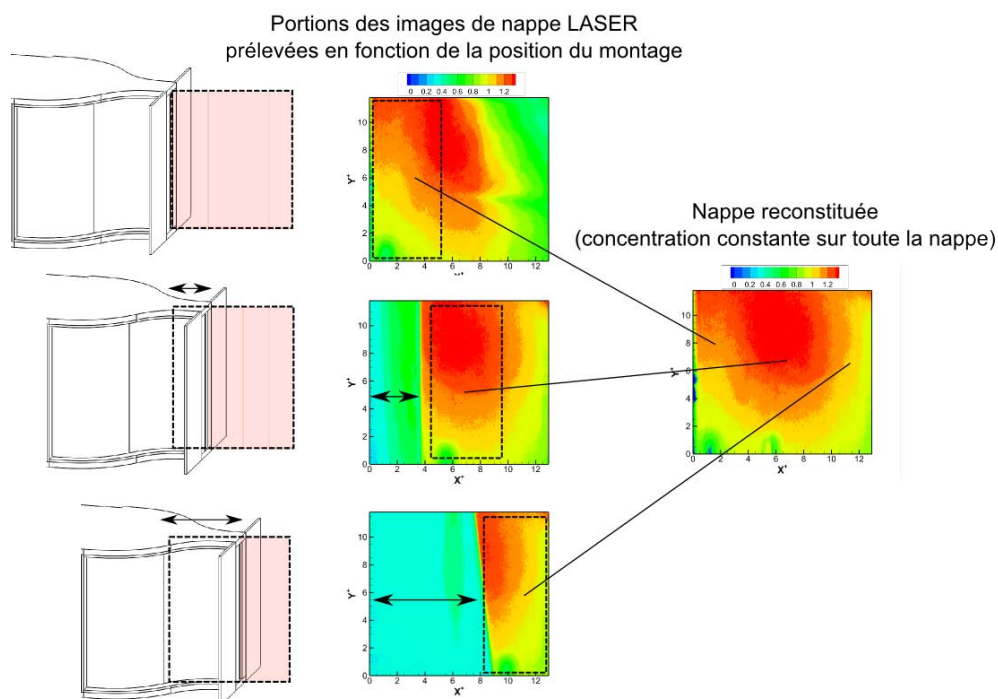
### 3.2.10 Description des corrections de la distribution spatiale d'énergie LASER

La section 2.3.1 traitant des sources LASER utilisées a montré que, malgré toutes les précautions prises pour homogénéiser les nappes, des gradients de niveaux de gris sont visibles dans le plan LASER. De fait, pour éliminer toute surestimation ou sous-estimation de température, il convient de corriger les images de signal de fluorescence en fonction des distributions spatiales énergétiques des LASERs.

La première étape repose sur l'acquisition des nappes LASER dans toute la zone de mesure. Ces images ont été réalisées dans le cœur potentiel du jet plan. Comme le cœur potentiel est plus petit que l'image, le montage complet, et donc la zone délimitant la sortie du jet dans l'ambiance, est déplacé selon 3 positions. A chaque position du montage, 200 images de fluorescence sont acquises et moyennées après avoir été corrigées de la non-linéarité de la caméra (les autres corrections étant multiplicatives, elles n'ont pas d'importance ici). Puis un assemblage de ces différentes images moyennes est réalisé, en ne conservant pour chacune d'elle que la zone de cœur potentiel dans laquelle concentration et température sont homogènes (figure 122). De cette façon, l'image obtenue est une juste représentation de la distribution énergétique spatiale moyenne des profils de nappes LASER.

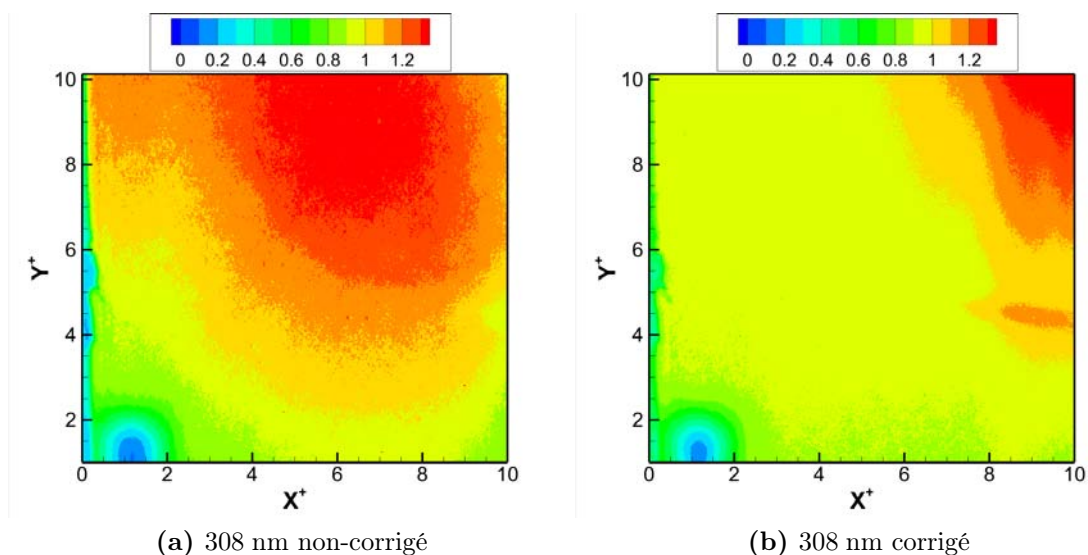
Le processus de correction consiste ensuite à diviser les images instantanées par la distribution obtenue.

$$Image_{i \text{ Corr. Nappe LASER}} = \frac{Image_i}{Nappe \text{ LASER}} \quad (33)$$



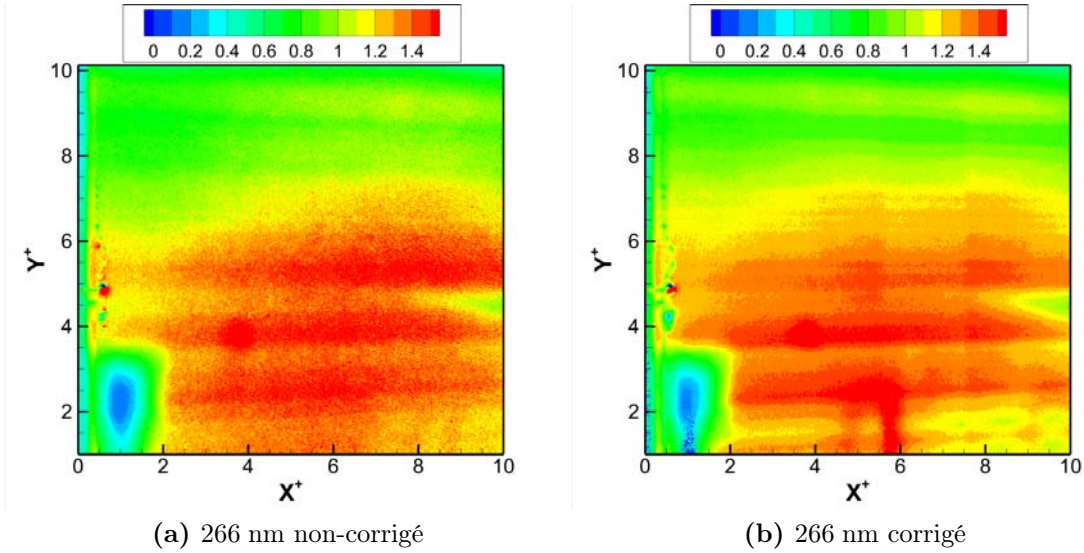
**Figure 122** - Principe d'assemblage des images moyennes de nappes LASER avec décalage du montage pour obtenir une nappe à concentration constante. Excimer à 308 nm, 22 °C, 123 mJ.

L'influence de cette correction sur l'aspect des images de fluorescence est importante, comme en attestent les figures 123 et 124 (pour 308 et 266 nm respectivement).



**Figure 123** - Images moyennes obtenues à partir des images instantanées, avant et après correction selon la distribution spatiale d'énergie LASER. (a) : 308 nm, non-corrigée. (b), 308 nm corrigée. 22 °C, gain 150, 2<sup>ème</sup> campagne d'étalonnage.

Pour l'Excimer, l'homogénéité de la fluorescence dans le cœur potentiel est ainsi considérablement améliorée. Les gradients observés sur les images à l'étape précédente (figure 123a) ne sont ici plus visibles. A droite, une zone plus intense est présente, due à la division par la distribution spatiale d'énergie LASER, inférieure à l'unité dans cette zone, d'où une augmentation du signal.

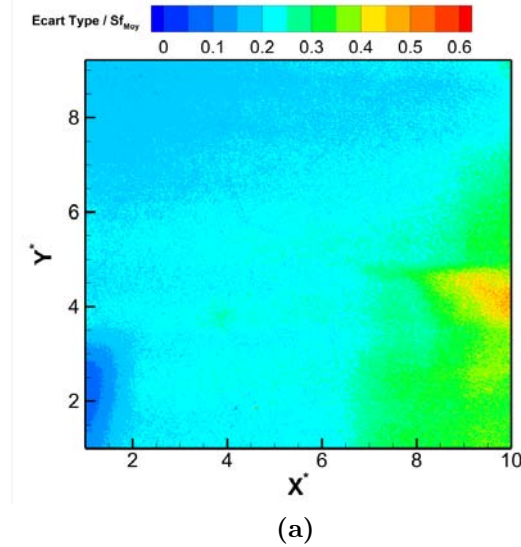


**Figure 124** - Images moyennes obtenues à partir des images instantanées, avant et après correction selon la distribution spatiale d'énergie LASER. **(a)** : 266 nm, non-corrigée. **(b)**, 266 nm corrigée. 22 °C, gain 200, 2<sup>ème</sup> campagne d'étalonnage.

Pour le Nd-YAG, on remarquera que des structures spatiales plus intenses demeurent visibles (figure 124b). Ce problème, évoqué dans la section 2.3.1, est propre au Nd-YAG et à son fonctionnement. La position de ces "structures" varie à chaque tir du fait des propriétés non-linéaires des cristaux utilisés dans ce type de LASER. Ainsi, l'image moyenne de la distribution spatiale d'énergie LASER n'est pas représentative des structures visibles sur chacune des images instantanées. Cette difficulté observée également par Bresson *et al.* [20] rend la correction à posteriori des images de fluorescence à 266 nm compliquée.

Ce constat est visible sur la figure 125, qui représente l'écart type de niveau de gris divisé par la valeur moyenne entre les images instantanées et l'image moyenne. On constate des écarts importants allant jusqu'à 50% de la valeur moyenne.



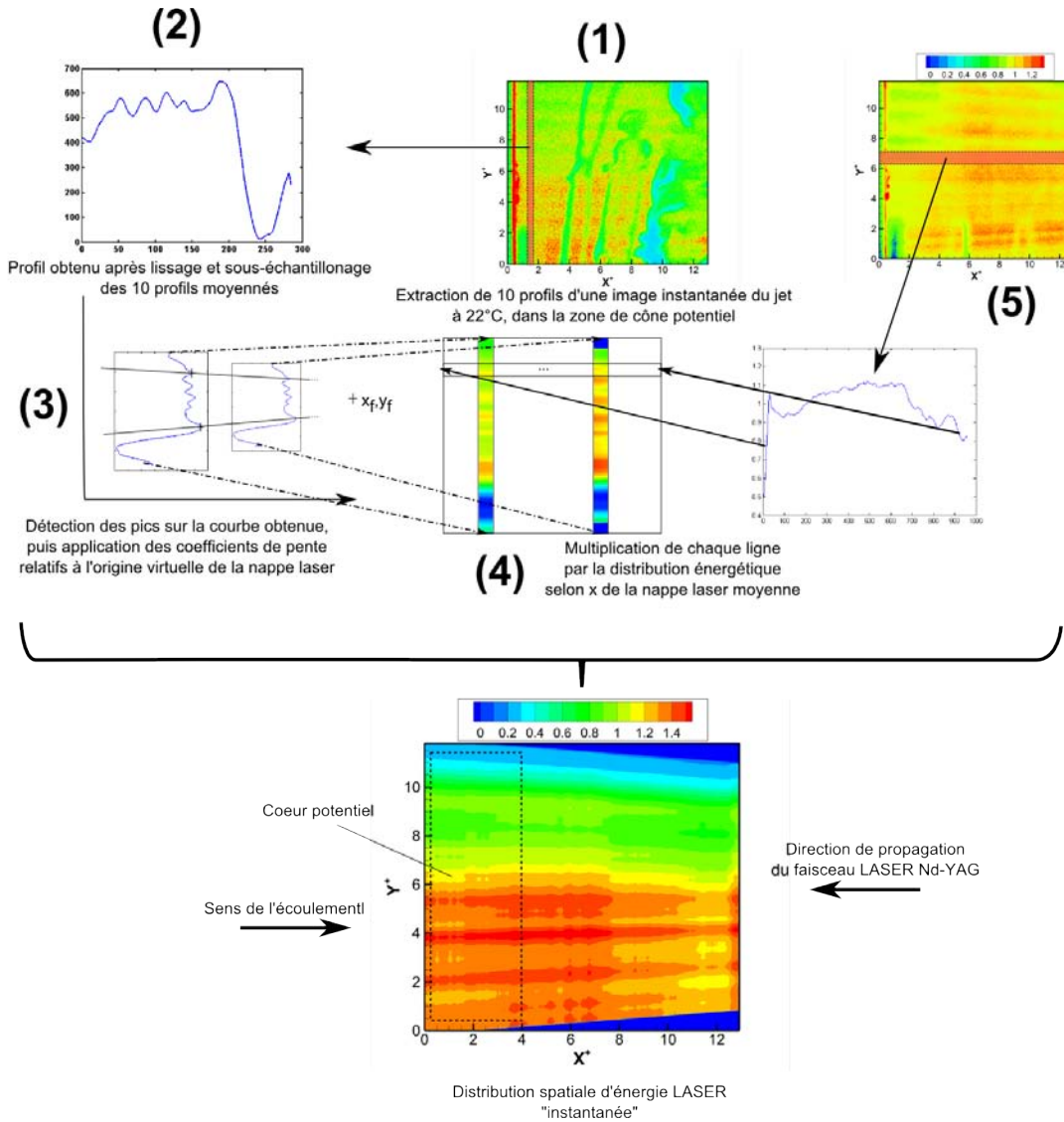


**Figure 125** - Ecart type (divisé par la valeur moyenne) pour le Nd-YAG entre les images instantanées corrigées et l'image moyenne correspondante.

La solution couramment employée consiste à détourner une portion du faisceau LASER lors de l'acquisition et de la diriger vers une quantité liquide d'acétone, dont la fluorescence est alors mesurée par un capteur. La distribution de l'intensité de fluorescence obtenue renseigne ainsi sur la distribution spatiale d'énergie LASER instantanée. Toutefois, l'information est dans ce cas limitée à la variation selon l'axe Y. La fluorescence à la surface du liquide ne permet pas de connaître l'évolution de l'énergie LASER dans la direction de propagation. Or, l'épaisseur de la nappe LASER varie nécessairement sur la zone de mesure, ce qui se traduit par une variation de l'intensité de fluorescence dans la direction de propagation.

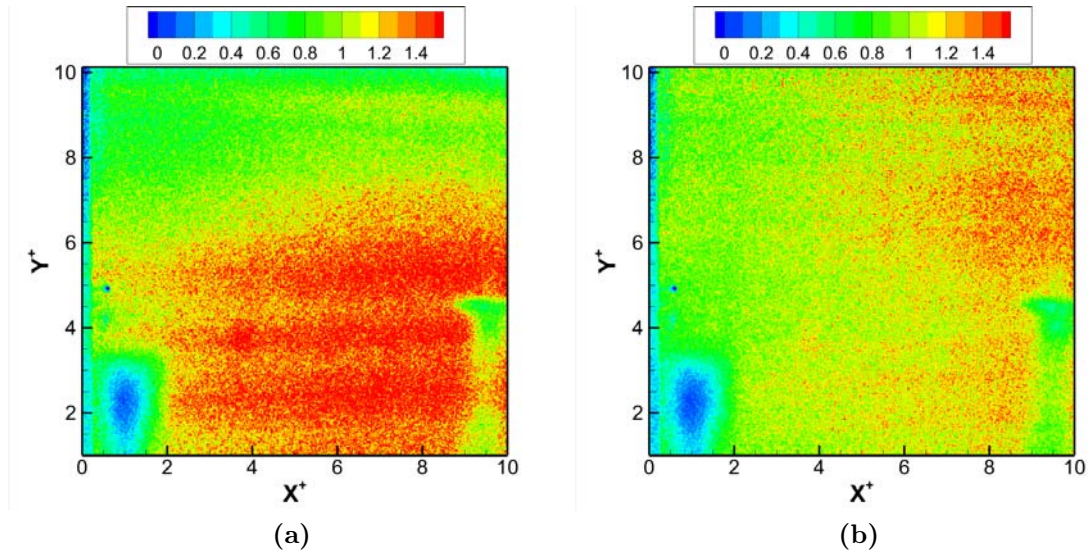
La solution proposée ici pour la correction des images instantanées de fluorescence à 266 nm repose uniquement sur l'utilisation de l'image instantanée à corriger et l'image moyenne de la distribution spatiale d'énergie LASER obtenue par la méthode décrite plus haut. Le principe consiste à extraire 10 profils selon  $X^+$  dans le cœur potentiel de l'écoulement sur l'image instantanée à corriger (1). Ces profils sont ensuite moyennés pour obtenir un profil unique, qui est ensuite lissé et sous-échantillonné (2). Les structures en crêtes et creux sont alors clairement visibles. Un algorithme permet de détecter les pics sur la courbe obtenue. L'origine du plan LASER étant connue, il est alors possible de calculer les équations des droites reliant les pics détectés avec l'origine du LASER (3). A partir de ces équations, on peut réaliser l'homothétie correspondante sur le profil extrait dans le cœur potentiel. De cette façon, en balayant toute la zone de mesure, on peut reconstruire une distribution spatiale d'énergie LASER "artificielle", obtenue à partir d'une image instantanée (4). La dernière étape consiste enfin à multiplier chaque ligne de la nappe obtenue par la distribution d'énergie longitudinale de la nappe LASER moyenne, afin de prendre en compte l'influence de la largeur de la nappe (5). Ce processus est récapitulé sur la figure 126 pour aider à la compréhension.





**Figure 126** - Principe de génération de la distribution spatiale d'énergie LASER "instantanée". Ce processus est réalisé sur chaque image de fluorescence instantanée à 266 nm pour permettre la correction détaillée plus haut.

L'estimation de l'efficacité de cette correction est réalisée visuellement : la réduction des structures après application de ce processus est immédiatement constatée sur la figure 127. Dans la zone de cœur potentiel, l'homogénéité du signal de fluorescence est très supérieure à celle de l'image non-corrigée, et les importants gradients visibles entre le haut et le bas de l'image ont été compensés. Toutefois, la correction est encore imparfaite, comme en atteste la zone de plus haute intensité à la droite de l'image, alors que la concentration ne peut qu'y être plus faible que dans le cœur potentiel. Par ailleurs, cette méthode présente plusieurs inconvénients.



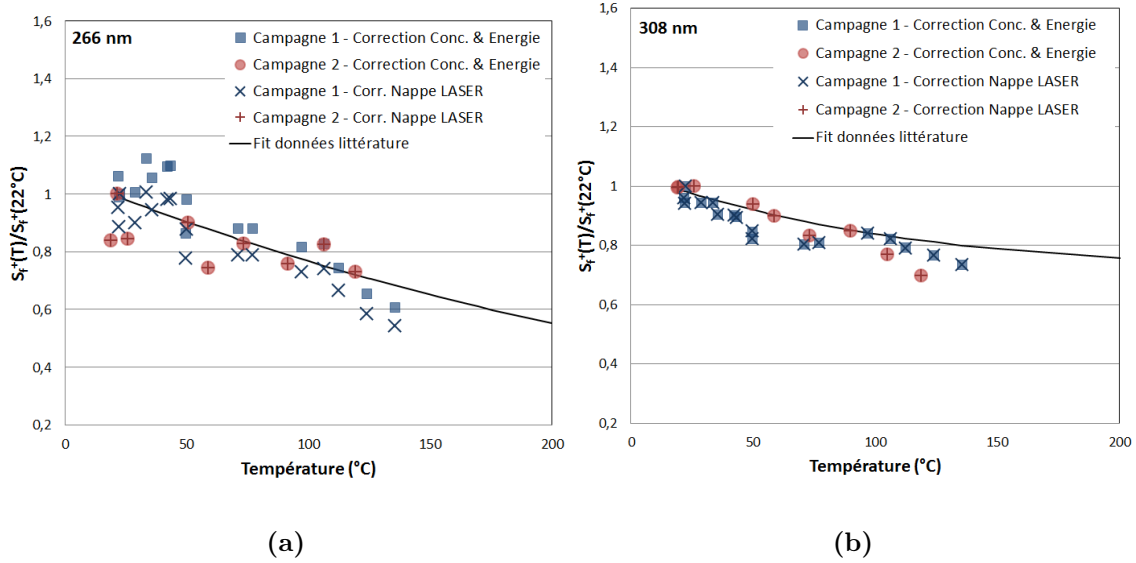
**Figure 127** - Comparaison entre l'image de fluorescence instantanée à 266 nm non corrigée (a) et la même image corrigée selon le principe détaillé ici (b). 100<sup>ème</sup> image du lot, gain 200, 22 °C, 2<sup>ème</sup> campagne.

En premier lieu, le temps de calcul pour la somme de toutes les corrections, déjà relativement important, est accru par ce processus qui nécessite la génération d'une distribution artificielle pour chaque image instantanée. De plus, cette méthode requiert d'avoir un accès au cœur potentiel dans la zone de mesure, et que celui-ci soit présent sur toute la hauteur de la nappe LASER respectivement à son sens de propagation. De même, la présence d'un obstacle sur la trajectoire du LASER (ici le barreau chauffé) génère une ombre qui complique, voire prévient l'utilisation de cette méthode. La section suivante considérera ce problème.

Il convient également d'observer l'influence de la correction de la distribution spatiale de l'énergie LASER sur la variation des signaux de fluorescence en fonction de la température dans la zone de mesure pour l'étalonnage.

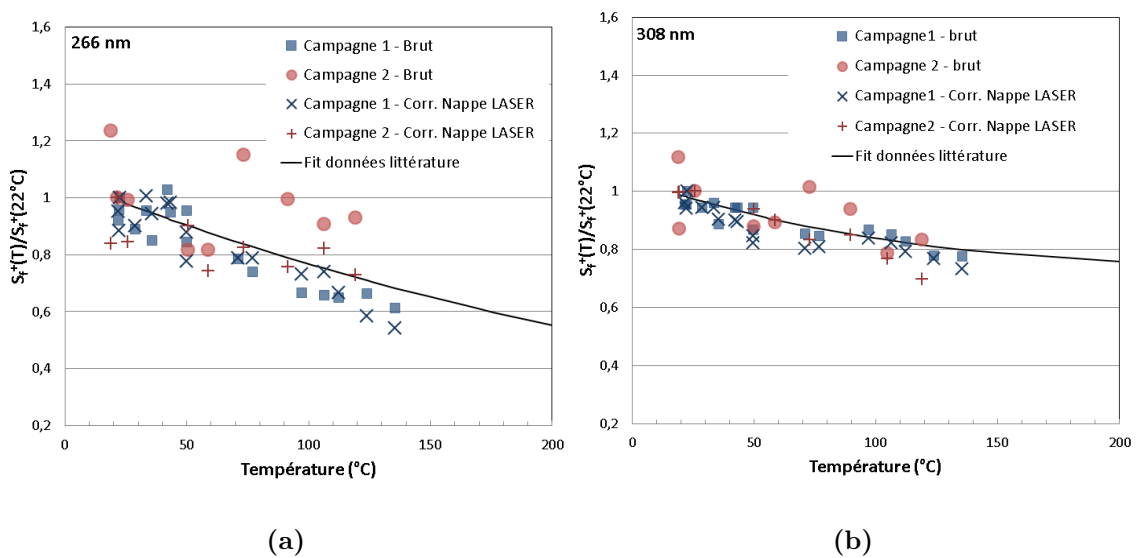
#### 3.2.11 Influence de la correction de la distribution spatiale d'énergie LASER

Les courbes correspondantes sont reportées figures 128a et 128b. A 266 nm toutefois, la distribution variant selon  $Y^+$  à chaque nouvelle image de fluorescence, il convenait de vérifier que son influence n'était pas négative. La courbe 128a démontre l'inverse, avec un meilleur accord aux basses températures. Aux plus hautes températures (sup 100 °C), l'écart avec la courbe de la littérature s'intensifie toutefois pour les mesures de la campagne 1. Cet écart semble dû à la trop faible dynamique de l'écoulement à ces températures lors de la première campagne, celles de la campagne 2 présentant un accord satisfaisant. Il est possible qu'à ces températures, pour la première campagne, l'écoulement présente une composante verticale avant même la sortie de la buse, d'où une inconnue sur la concentration en acétone dans la zone de mesure. A 308 nm, la



**Figure 128** - Impact de la correction par la distribution spatiale d'énergie LASER sur l'accord des mesures d'étalonnage avec la littérature et modifications vis-à-vis de l'étape corrective précédente.

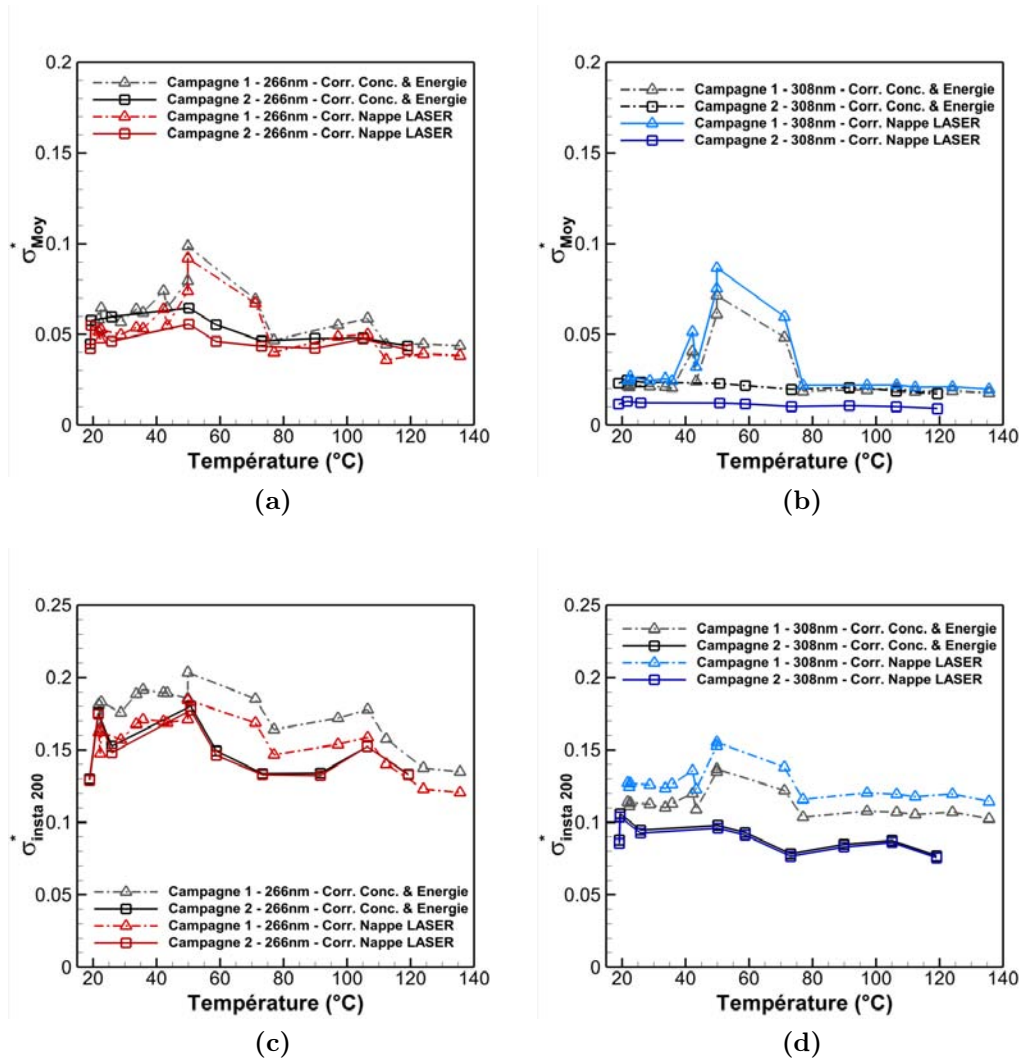
distribution spatiale d'énergie LASER étant la même pour toutes les images instantanées quelque soit la température, la courbe 128b n'est pas modifiée par rapport à l'étape corrective précédente. Dans l'ensemble, suite à ces corrections successives, à 308 nm comme à 266 nm, l'accord avec la littérature est satisfaisant et considérablement amélioré par rapport aux mesures brutes (figure 129).



**Figure 129** - Comparaison entre les mesures brutes (sans correction) et celles après les différentes étapes correctives, à 266 nm (a) et 308 nm (b).

### 3.2. DESCRIPTIONS DES PROCESSUS CORRECTIFS APPLIQUÉS À L'IMAGERIE PLIF

Concernant les écarts types  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$ , Les courbes correspondantes sont rapportées figure 130. On remarque qu'à 308 nm (figures 130b et 130d), l'impact est limité sans diminution significative lors de la seconde campagne (et présentant même une légère augmentation, aussi bien en moyenne qu'en instantané, pour la première campagne). Cette augmentation s'explique par l'acquisition de la distribution spatiale d'énergie LASER réalisée pour la première campagne : réalisée à plus faible débit, le jet présentait plus de perturbations et donc une valeur moyenne après 200 images moins bien convergée, d'où un écart type légèrement plus élevé localement Ceci se traduit par une augmentation de  $\sigma_{Moy}^*$  lors de la correction. A l'inverse, à 266 nm (figures 130a et 130c), la méthode mise en place et détaillée plus haut se traduit par une réduction systématique de l'écart type, moyen comme instantané. Bien que limitée, celle-ci permet de ramener  $\sigma_{Insta200}^*$  sous la valeur de 0.05.



**Figure 130** - Impact de la correction en fonction de la distribution spatiale d'énergie LASER sur l'écart type  $\sigma_{Moy}^*$  (figures a et b, en haut) et l'écart type  $\sigma_{Insta200}^*$  (figures c et d, en bas), à 266 nm (à gauche) et 308 nm (à droite).

### 3.2.12 Conclusion sur les processus correctifs

Le cumul des différentes corrections présentées a permis de réduire en partie le bruit lié à l'acquisition du signal de fluorescence, tout en assurant un accord satisfaisant avec les résultats de la littérature, validant ainsi notre étalonnage. La pertinence de certaines corrections appliquées ici pourrait toutefois être discutée, dans la mesure où l'étalonnage est réalisé à l'aide d'une zone bien précise, sur laquelle plusieurs des processus détaillés n'ont une influence que mineure, voir négligeable (correction de la non-linéarité de la caméra car dans une zone déjà homogène avant correction, correction de la distribution spatiale d'énergie LASER car dans une zone sans structure/gradient visible).

Toutefois, il nous a semblé important de développer dès l'étalonnage un processus correctif d'ensemble qui puisse être directement transposé sur les images de fluorescence lors des mesures. En ce sens, l'attention portée à l'amélioration de l'aspect général de l'image pour parvenir à un signal de fluorescence en accord avec la physique de l'écoulement est particulièrement important. Mais là encore, ce n'est pas suffisant et malgré les corrections, l'écart type moyen  $\sigma_{Moy}^*$  et plus encore, l'écart type instantané moyen  $\sigma_{Insta200}^*$  restent bien trop élevés pour espérer parvenir à des mesures de température fiables.

Le manque de signal (en particulier à 266 nm) se traduit par un ratio signal-sur-bruit limité par le bruit du photon et est particulièrement préjudiciable. En effet, à 266 nm avec un écart type moyen  $\sigma_{Moy}^*$  maximum de 0.053 à 22 °C, on arrive à une erreur sur la température pouvant atteindre  $\pm 15.6$  °C très loin des 8 % d'erreur annoncés par Thurber à cette longueur d'onde et à cette température.

De même, à 308 nm, l'écart type moyen à 22 °C pour la première campagne est donné pour 0.027, soit une erreur pouvant aller jusqu'à 5.8°C. D'autres essais à plus haute température font état d'un écart type moyen plus élevé, avec 0.087 à 50 °C, soit une erreur maximale de  $\pm 130$  °C !

Pour  $\sigma_{Insta200}^*$ , ces valeurs sont encore plus importantes puisque à 22 °C les valeurs à 266 nm et 308 nm sont respectivement de 0.17 et 0.115. Dans ces conditions, on comprend bien que la conversion en températures avec une précision suffisante est inenvisageable. De fait, la division d'une image à 266 nm par une image à 308 nm pour procéder à la conversion en température multiplierait les incertitudes. Il est donc crucial d'employer une méthode pour réduire considérablement la variation des niveaux de gris, pixel à pixel, liée au faible signal de fluorescence.

## 3.3 Description des techniques développées pour augmenter le rapport signal-sur-bruit (SNR)

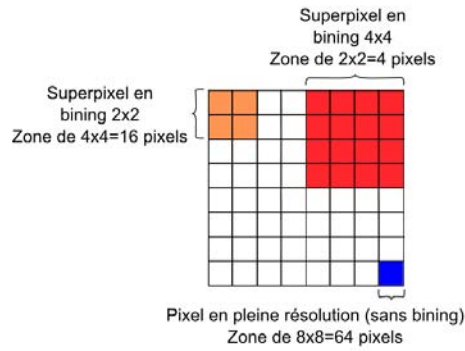
Deux solutions permettent théoriquement d'augmenter le ratio signal-sur-bruit. La première, le binning, est une modification du processus d'acquisition qui consiste à associer les pixels de la caméra selon différentes configurations pour obtenir des "superpixels" capables de capter plus de photons et donc de signal, sans pour autant présenter une augmentation du niveau de bruit. Toutefois, cette acquisition particulière se fait au détriment de la résolution de la caméra et de la définition de l'image. La seconde, le

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

filtrage, s'effectue sur les images après correction en fin de chaîne de traitement du signal. Elle consiste à appliquer des opérations mathématiques choisies sur les images pour parvenir à conserver les informations recherchées (signal, structures de l'écoulement) tout en réduisant, voire supprimant le bruit. Ces deux approches vont maintenant être détaillées l'une après l'autre.

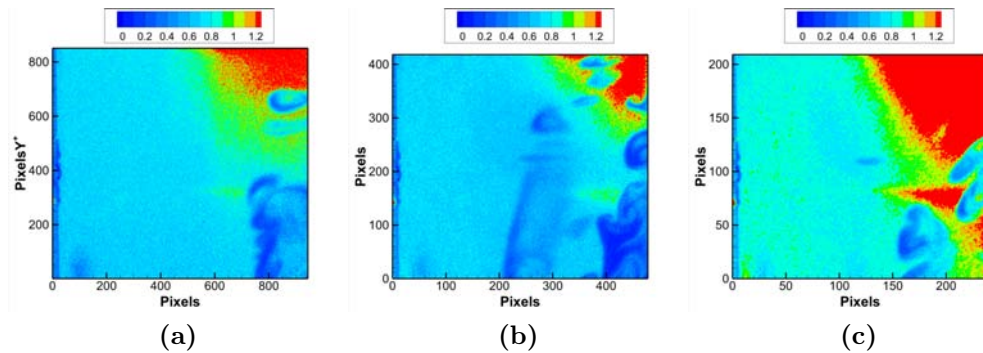
#### 3.3.1 Bining

Pour accroître le ratio signal-sur-bruit, une première méthode consiste à amplifier le signal plutôt que de tenter de réduire le bruit. Pour se faire, la technique dite du "binning" consiste à assembler les pixels de la caméra 2 à 2 voire 4 à 4 pour créer des "superpixels" plus sensibles et donc à même de générer des niveaux de gris plus importants pour une même intensité lumineuse (figure 131).



**Figure 131** - Schéma de principe du binning  $2 \times 2$  et  $4 \times 4$ .

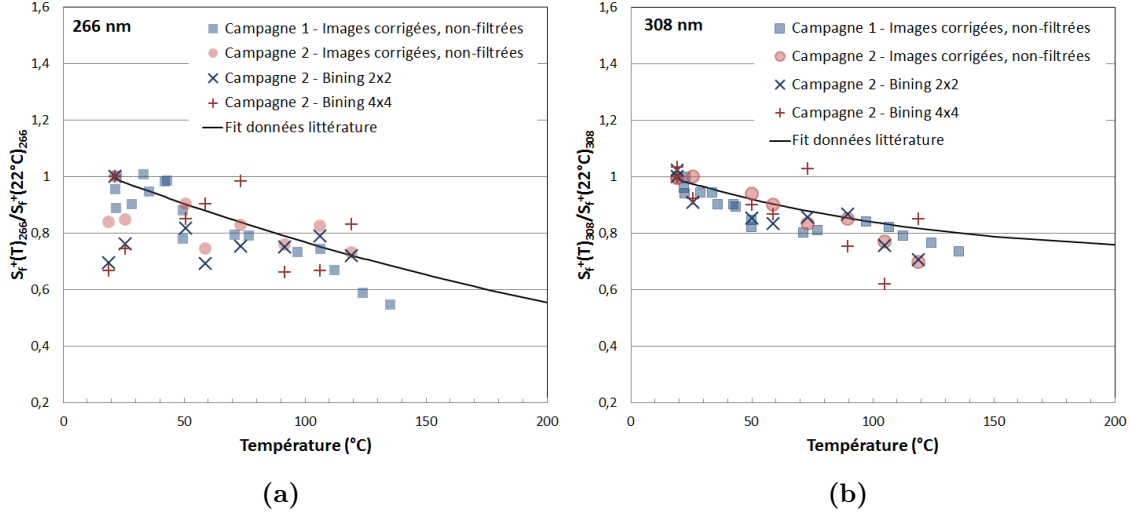
Cet assemblage est réalisé lors de l'acquisition, en activant les modes correspondant sur les caméras. Toutefois, cette augmentation du signal se fait nécessairement au détriment de la résolution, puisque la résolution est divisée par 4 dans le cas du binning  $2 \times 2$  et par 16 dans le cas du binning  $4 \times 4$  (figure 132).



**Figure 132** - Influence du binning sur la réduction de la résolution et l'augmentation du signal. Images obtenues à 308 nm, gain 150 et 120°C sans binning (a), avec binning 2x2 (b) et avec binning 4x4 (c).



Les processus correctifs décrits dans la partie précédente ont été appliqués aux images obtenues après binning  $2 \times 2$  et  $4 \times 4$  lors de la seconde campagne de mesures. Les courbes correspondantes, après corrections (caméra, énergie LASER, ensemencement), sont rapportées sur les figures 133a à 133b.



**Figure 133** - Influence des corrections sur les images obtenues avec binning  $2 \times 2$  et binning  $4 \times 4$ , à 266 nm (a) et 308 nm (a).

Contre toute attente, les résultats obtenus après binning présentent une dispersion encore plus marquée autour de la courbe de la littérature que les mesures réalisées à pleine résolution, et ce à 308 et 266 nm. Avec une telle dispersion, toute mesure de température est bien évidemment inenvisageable, même à une seule longueur d'onde. L'explication de ce phénomène contre-intuitif se situe vraisemblablement dans la sensibilité de notre système à la variation du signal de fluorescence par des sources autres que la température, en particulier la concentration en acétone et la variation d'énergie LASER. La sensibilité en mode binning étant décuplée, les variations même faibles semblent avoir un impact plus important, que les corrections mises en place ne semblent pas pouvoir compenser.

En parallèle, l'effet attendu du binning est confirmé, à savoir une augmentation du ratio signal-sur-bruit. Les niveaux de bruit (représentés par  $\sigma_{Insta200}^*$  figure 134 et  $\sigma_{Moy}^*$  figure 135) sont nettement plus faibles qu'en pleine résolution.

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

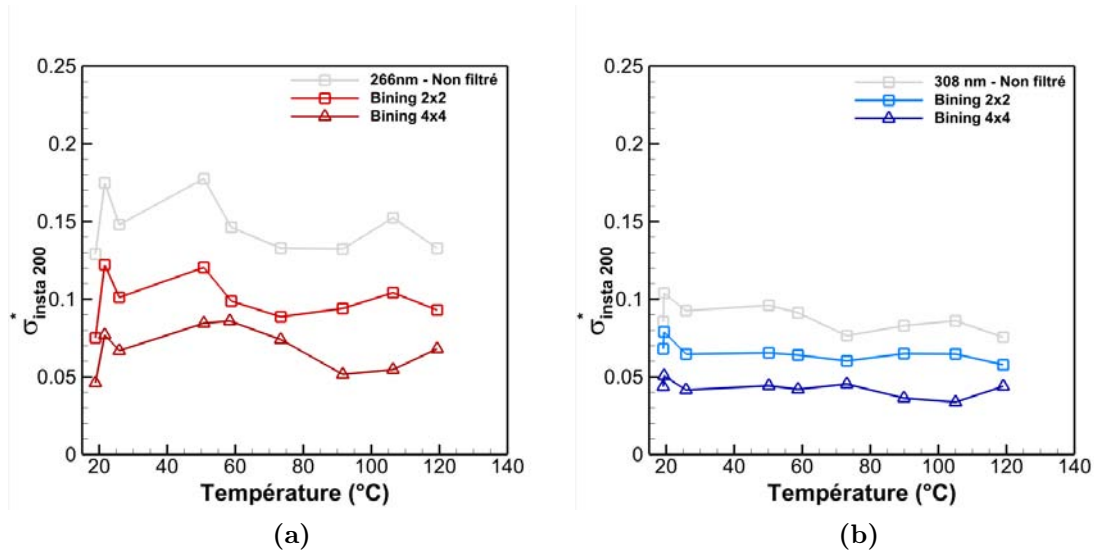


Figure 134 - Evolution de  $\sigma_{Insta200}^*$  en fonction du binning à 266 nm (a) et 308 nm (b).

En binning  $4 \times 4$ ,  $\sigma_{Insta200}^*$  est divisé par 2 à 308 nm (0.04 en moyenne) par rapport aux images pleine résolution, et par près de 3 à 266 nm, avec  $\sigma_{Insta200}^*$  passant de 0.16 à 0.06 en moyenne (figures 134a et 134b).

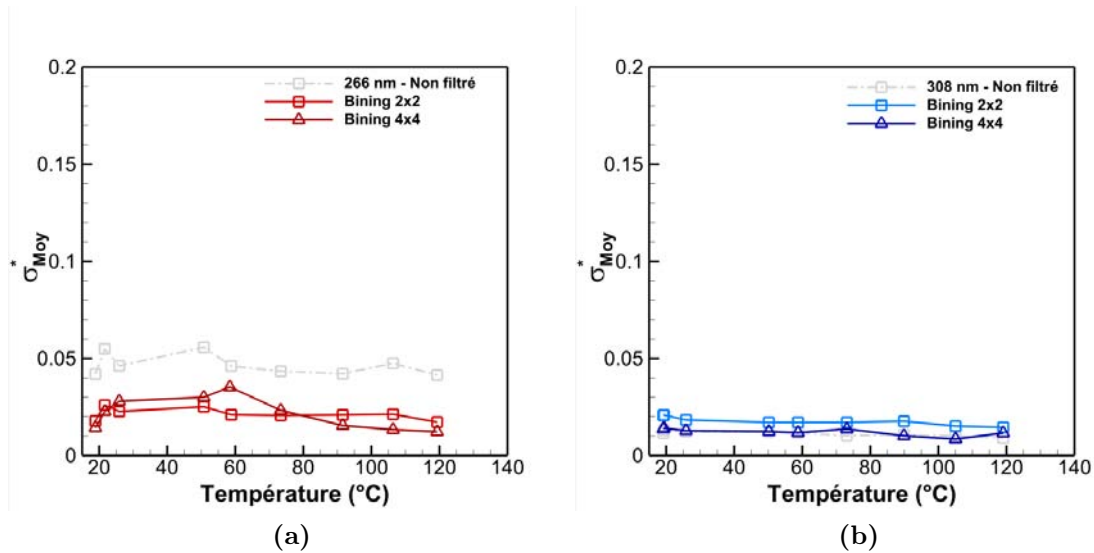


Figure 135 - Evolution  $\sigma_{Moy}^*$  en fonction du binning à 266 nm (a) et 308 nm (b).

Concernant  $\sigma_{Moy}^*$ , le gain à 308 nm est négligeable : à cette longueur d'onde, le signal est important et le bruit du photon déjà relativement faible (figure 134b), et le binning, aussi bien  $2 \times 2$  que  $4 \times 4$ , n'a pas d'influence significative sur  $\sigma_{Moy}^*$ . A 266 nm, une amélioration est présente (figure 135a), avec un passage de 0.05 à 0.025 (évolution sensiblement identique en  $2 \times 2$  qu'en  $4 \times 4$ ).

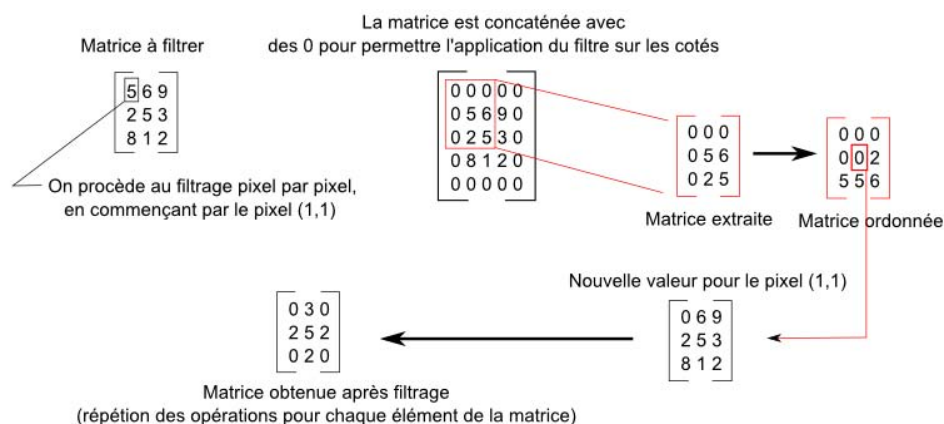


Dans les deux cas, cette amélioration se fait au grand détriment de la résolution. Ajoutée à la sensibilité accrue aux incertitudes expérimentales, l'utilisation du binning ne nous semble ici pas être une solution idéale au manque de signal qui empêche en l'état la mesure de température à deux longueurs d'onde. Le recours au filtrage sur des images pleine résolution pourrait éventuellement présenter un meilleur compromis. Il faut cependant définir quels filtres employer et quels paramètres utiliser.

### 3.3.2 Filtrage : description des méthodes

Pour réduire la variation pixel-à-pixel liée au bruit du photon sans altérer les structures de l'écoulement et le signal de fluorescence moyen, le choix du filtrage s'est concentré sur les filtres reconnus pour leur capacité à réduire le bruit tout en conservant au mieux les contours et sans modifier pour autant la valeur moyenne. Deux filtres différents (médian et adaptatif, avec estimation du niveau de bruit) ont ainsi été testés afin de mettre en balance leur efficacité, leur simplicité de mise en œuvre et la puissance de calcul nécessaire.

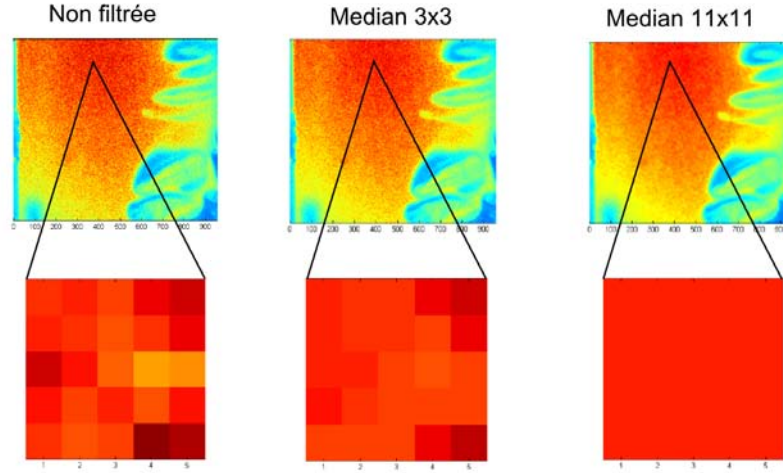
Le filtrage "médian" repose sur le calcul de la valeur médiane des pixels voisins de l'image. Une taille de fenêtre, correspondant à une matrice carrée, est fixée. La matrice est remplie avec les valeurs des niveaux de gris autour du pixel à traiter, qui est placé au centre de la matrice. La valeur médiane de la fenêtre est calculée et remplace la valeur initiale du pixel à traiter. On procède de cette façon pour tous les pixels de l'image à traiter. Ce filtrage, très utilisé en traitement d'images pour la réduction du bruit, est particulièrement efficace pour supprimer les variations importantes pixel-à-pixel (bruit "sel et poivre", granularité de l'image). Son efficacité est toutefois directement liée à la taille de la fenêtre et ne préserve pas les contours. De plus, les bords de l'image posent problème : pour réaliser l'opération mathématique sur les pixels des côtés de l'image, il faut concaténer celle-ci avec des valeurs nulles pour remplir la matrice avant de calculer la médiane, ce qui induit généralement une sous-estimation de la véritable médiane. En contrepartie, ce filtrage est simple à mettre en œuvre et peu gourmand en ressources. Le principe est présenté figure 136.



**Figure 136** - Illustration du principe du filtre médian (fenêtre d'interrogation 3×3).

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

La figure 137 illustre l'influence que ce filtre médian a sur une image bruitée, en fonction de la taille de fenêtre utilisée. L'algorithme pour réaliser ce filtre est implanté nativement dans le logiciel Matlab.



**Figure 137** - Influence de la taille de la fenêtre d'interrogation sur l'image obtenue.

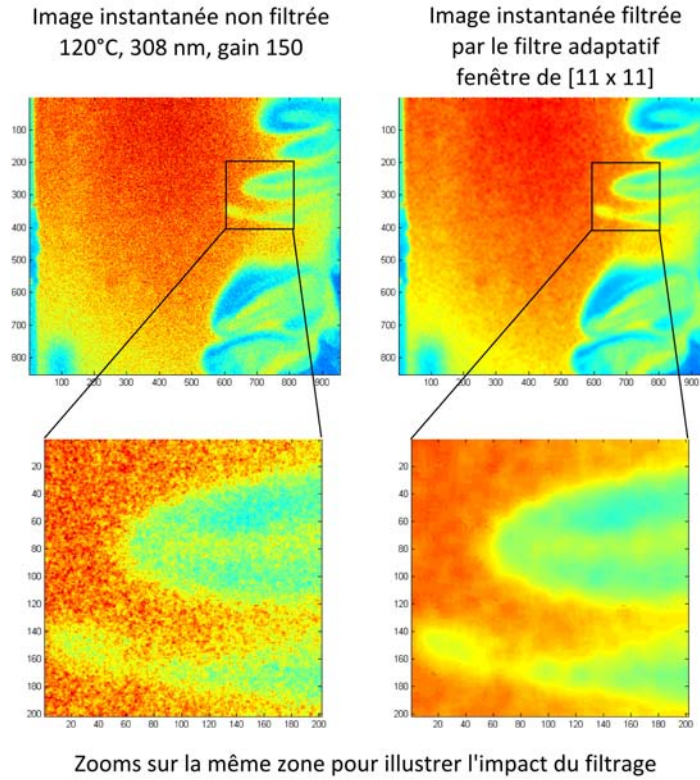
La seconde technique de filtrage utilisée est un filtrage "adaptatif" avec estimation du bruit et repose sur une méthode dite de Wiener qui consiste à estimer le bruit dans l'image pour pouvoir l'extraire tout en préservant les contours. Pour se faire, l'algorithme du filtre procède par étape. Il va chercher à extraire un signal débruité mais sans préservation des contours, ainsi qu'un signal contenant les variations locales importantes (bruit et contours). A l'aide de l'estimation du niveau de bruit sur l'image, l'algorithme est alors en mesure de produire l'image filtrée, selon l'expression 35. Au préalable, le signal débruité, les variations locales ainsi que le bruit sont déterminés de la façon suivante :

$$\begin{aligned} I_{\text{LocalMean}} &= \frac{AI}{n} \\ I_{\text{LocalVar}} &= \frac{AI^2 - I_{\text{LocalMean}}^2}{n} \\ \text{Bruit} &= \text{Moyenne}(I_{\text{LocalVar}}) \end{aligned} \quad (34)$$

avec  $I$  l'image à filtrer et  $A$  une matrice carrée de côté  $n$  contenant des coefficients ayant pour valeur 1. On procède alors au calcul du signal filtré, selon l'expression suivante :

$$I_{\text{filtrée}} = I_{\text{LocalMean}} + \frac{\text{Maximum}(0, I_{\text{LocalVar}} - \text{Bruit})}{\text{Maximum}(I_{\text{LocalVar}}, \text{Bruit})} \times (I - I_{\text{LocalMean}}) \quad (35)$$

En procédant ainsi, la contribution du bruit sur les pixels de l'image est diminuée, tandis que les zones de fort contraste (contours) sont préservées, ce qui se traduit par une image lissée dans les zones normalement homogènes mais conservant des contours clairement définis. Pour illustrer cette capacité, la figure 138 présente côte à côte la même image instantanée brute et corrigée par le filtre adaptatif et ce pour une fenêtre d'interrogation de taille identique ( $11 \times 11$  pixels).



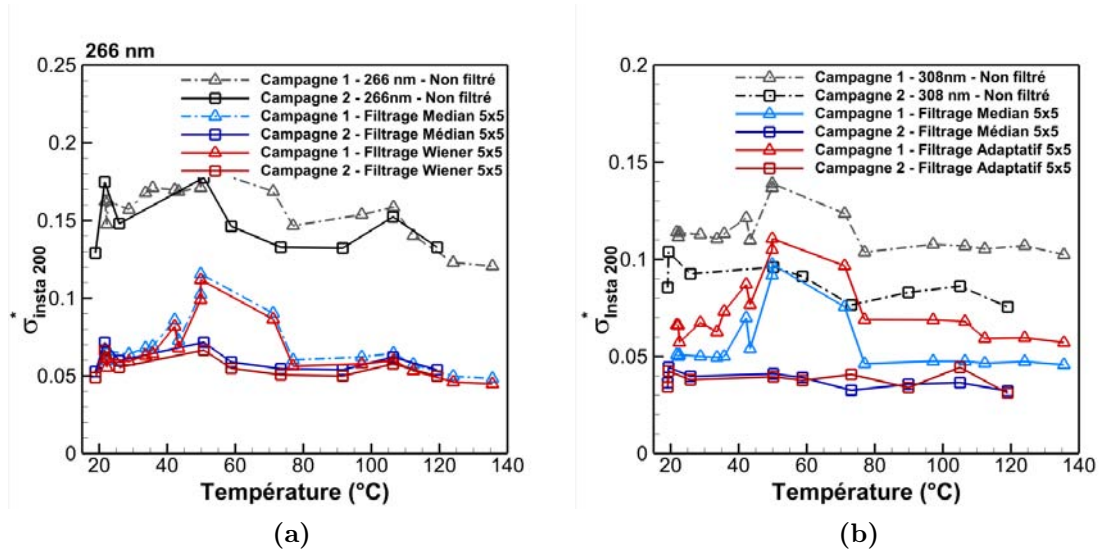
**Figure 138** - Illustration de la correction par le filtre adaptatif avec estimation du bruit. La partie agrandie permet de visualiser la conservation des contours tout en constatant la réduction de la variation pixel-à-pixel.

L'algorithme détaillé plus haut est nativement implémenté dans Matlab, sous la dénomination "wiener2". L'agrandissement permet de visualiser l'efficacité du filtrage à la fois au regard de l'homogénéisation et de la conservation des contours.

On s'appliquera toutefois dans la suite à déterminer quel gain est envisageable par rapport à un "simple" filtrage médian, en fonction du temps de calcul, de la complexité de mise en œuvre et de la taille de la fenêtre d'interrogation. Pour estimer l'efficacité d'un filtre, les mêmes grandeurs que celles développées dans la partie 3.1.2 et calculées à partir de la même zone de mesure vont être employées. Si en principe le filtrage ne doit pas induire de modification majeure aux grandeurs  $\overline{S_{fMoy}}^*$  et  $\overline{S_{fInsta_i}}^*$  car ne modifiant pas la valeur moyenne, les écarts types  $\sigma_{Moy}^*$  et  $\sigma_{Insta_{200}}^*$  sont directement impactés dans la mesure où leur réduction est la vocation même du filtrage. La distribution des valeurs au sein de la zone de mesure sera également un élément important de la caractérisation. Comme cela a été montré précédemment, les valeurs des pixels dans la zone de mesure suivent une distribution gaussienne, soit 99 % des valeurs comprises entre  $[\overline{S_{fMoy}}^* - 3\sigma_{Moy}^*, \overline{S_{fMoy}}^* + 3\sigma_{Moy}^*]$ . Dans cette zone du cœur potentiel, la valeur attendue est la même pour tous les pixels, du fait du cône potentiel et des corrections appliquées à l'image. De fait, la distribution idéale ne suivrait pas une loi gaussienne mais serait représentée par un "seul" pic contenant tous les pixels. C'est vers cet idéal que l'on va tendre à l'aide du filtrage, en cherchant à "compresser" la distribution des niveaux de gris initialement gaussienne.

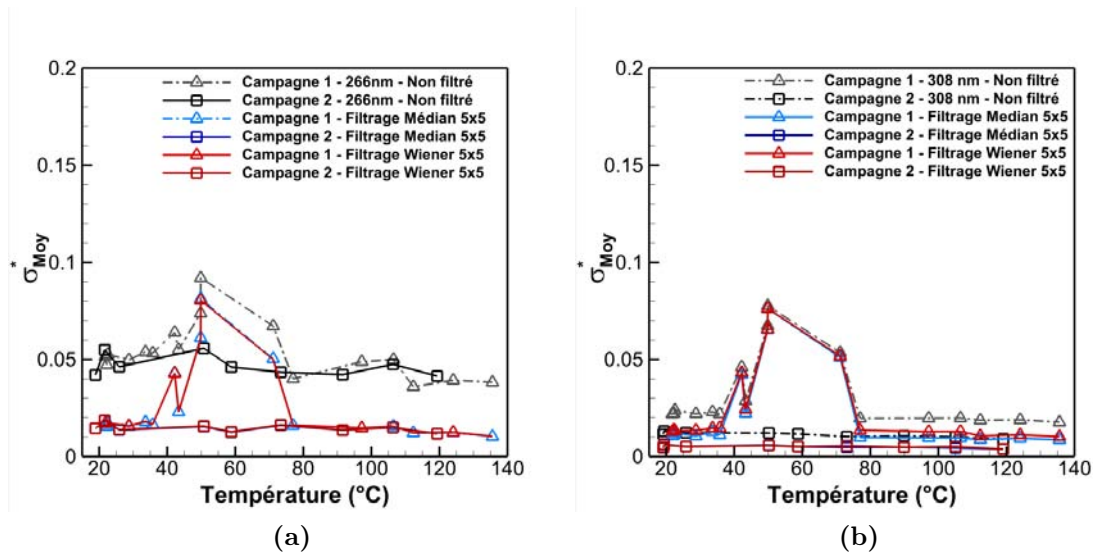
#### 3.3.2.1 Détermination de la taille de la fenêtre d'interrogation optimale pour le filtrage médian et le filtrage de Wiener

Que ce soit pour le filtre médian ou le filtre adaptatif, la taille de la fenêtre d'interrogation détermine entièrement l'influence du filtre sur l'image, comme l'a montré la figure 137. La littérature du traitement d'images utilise généralement une taille de 5x5 pixels pour le filtrage médian [61, 67]. Cette taille de fenêtre d'interrogation est en effet jugée efficace pour retirer le bruit "poivre et sel" ("salt and pepper noise"). Toutefois, dans notre cas, c'est le bruit du photon qui est la source de bruit et son comportement n'est pas similaire à du bruit "salt and pepper". Il n'est pas montré qu'une fenêtre de cette taille soit aussi efficace dans cette situation. Le filtrage des images a été réalisé pour les deux types de filtrages avec une fenêtre d'interrogation de  $5 \times 5$ . Par ailleurs, le filtrage ne modifiant pas la valeur moyenne, il n'a pas d'impact sur l'accord des mesures avec la littérature. L'influence du filtrage sur les niveaux de bruit  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$  est rapportée figures 139 et 140.



**Figure 139** - Influence du filtrage (médian ou adaptatif, avec fenêtre d'interrogation de 5x5) sur  $\sigma_{Insta200}^*$  et comparaison avec les images corrigées non-filtrées, à 266 nm (a) et 308 nm (b)

Que ce soit à 266 nm ou 308 nm, pour l'une ou l'autre campagne, l'impact du filtrage dans les deux cas est clairement bénéfique, avec une réduction de  $\sigma_{Insta200}^*$  d'un facteur 3 pour les images instantanées à 266 nm et d'un facteur 2 à 308 nm, quel que soit le filtrage. Ceci ramène  $\sigma_{Insta200}^*$  à une valeur voisine de 0.05 à 266 et 308 nm. Sur les images moyennes, la réduction de  $\sigma_{Moy}^*$  est moins significative du fait des valeurs déjà relativement basses, mais reste importante avec un écart type adimensionné (on rappelle que les notations  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$  désignent l'écart type divisé par la valeur moyenne dans la zone de mesure et sont homogènes à un pourcentage) ramené sous les 0.02 pour toutes les températures à 266 et 308 nm, contre 0.05 auparavant.



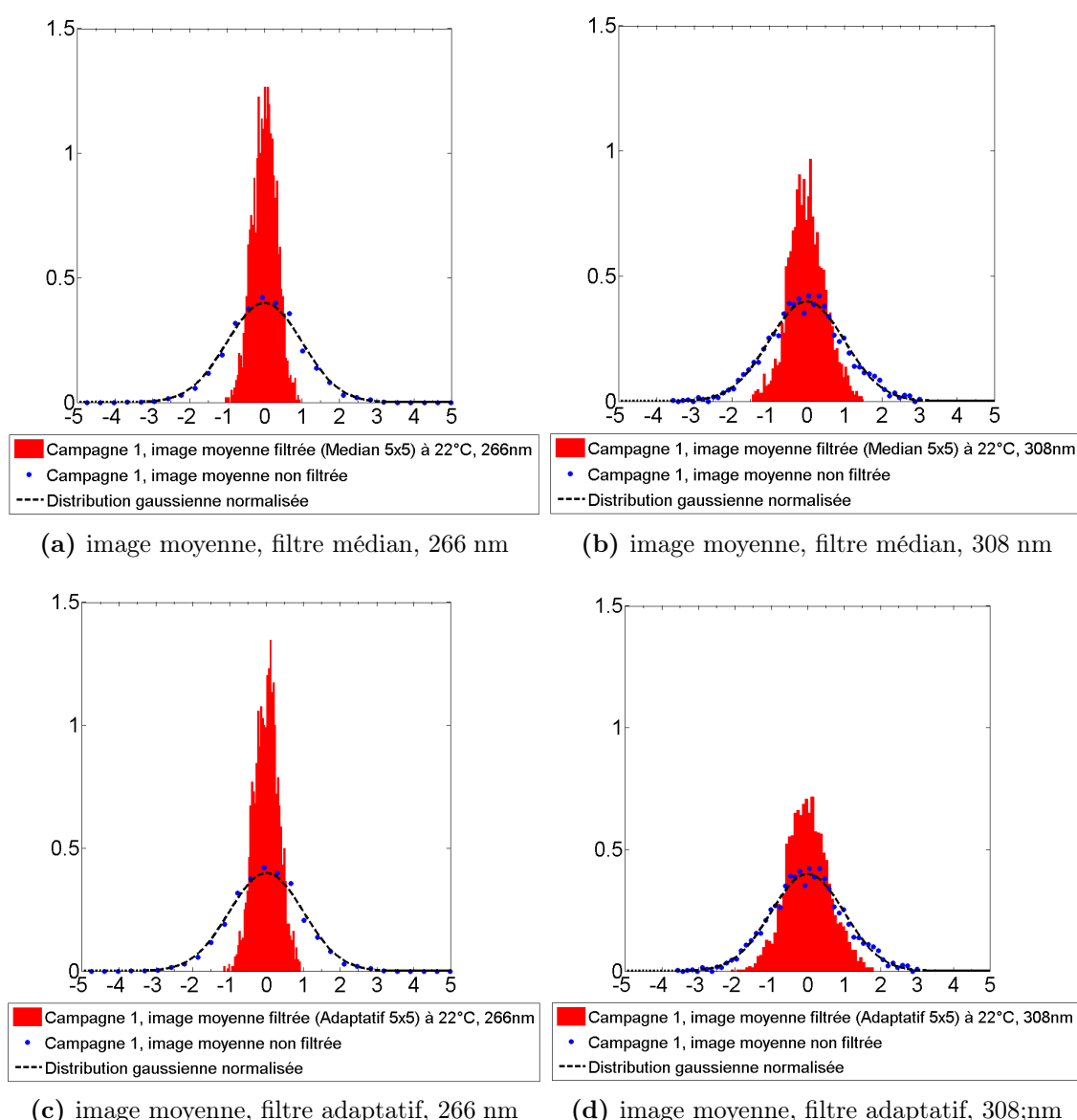
**Figure 140** - Influence du filtrage (médian ou adaptatif, avec fenêtre d'interrogation de 5x5) sur  $\sigma_{Moy}^*$  et comparaison avec les images corrigées non-filtrées, à 266 nm (a) et 308 nm (b)

Les images instantanées présentent ainsi désormais une variation pixel à pixel liée au bruit, équivalente à celle des images moyennes non-filtrées. Pour ce qui est de la comparaison des types de filtrage, l'efficacité du filtrage adaptatif pour conserver les détails/contours n'entre pas en ligne de compte puisque la zone de mesure se situe dans le cône potentiel, où la concentration et la température sont constantes et homogènes. Seule la capacité à réduire le bruit du photon est ici mesurée. Sur ce point, les deux filtres semblent équivalents comme en témoignent les images 139 et 140, avec toutefois un léger avantage pour le filtre médian, en particulier à 308 nm. On constate en effet sur la figure 139b que l'écart type  $\sigma_{Insta200}^*$  après filtrage médian présente une valeur inférieure de 0.01 à 0.02 à celui obtenue après le filtrage adaptatif. Ce qui laisse penser que dans le cas d'un niveau de bruit déjà relativement faible, le filtre adaptatif dit "de Wiener" est moins efficace pour réduire le bruit pixel à pixel que le médian. A 266 nm où le niveau de bruit est plus élevé, les performances des deux filtres sont parfaitement similaires (autour de 0.05 en instantané et de 0.015 en valeur moyenne).

L'observation des fonctions de distributions (figure 141, distributions des valeurs sur les moyennes des lot d'images filtrées, et figure 142, distributions des valeurs sur les 100<sup>ème</sup> images instantanées des lots filtrées) va ainsi permettre de quantifier plus finement les différences entre les deux types de filtrage.



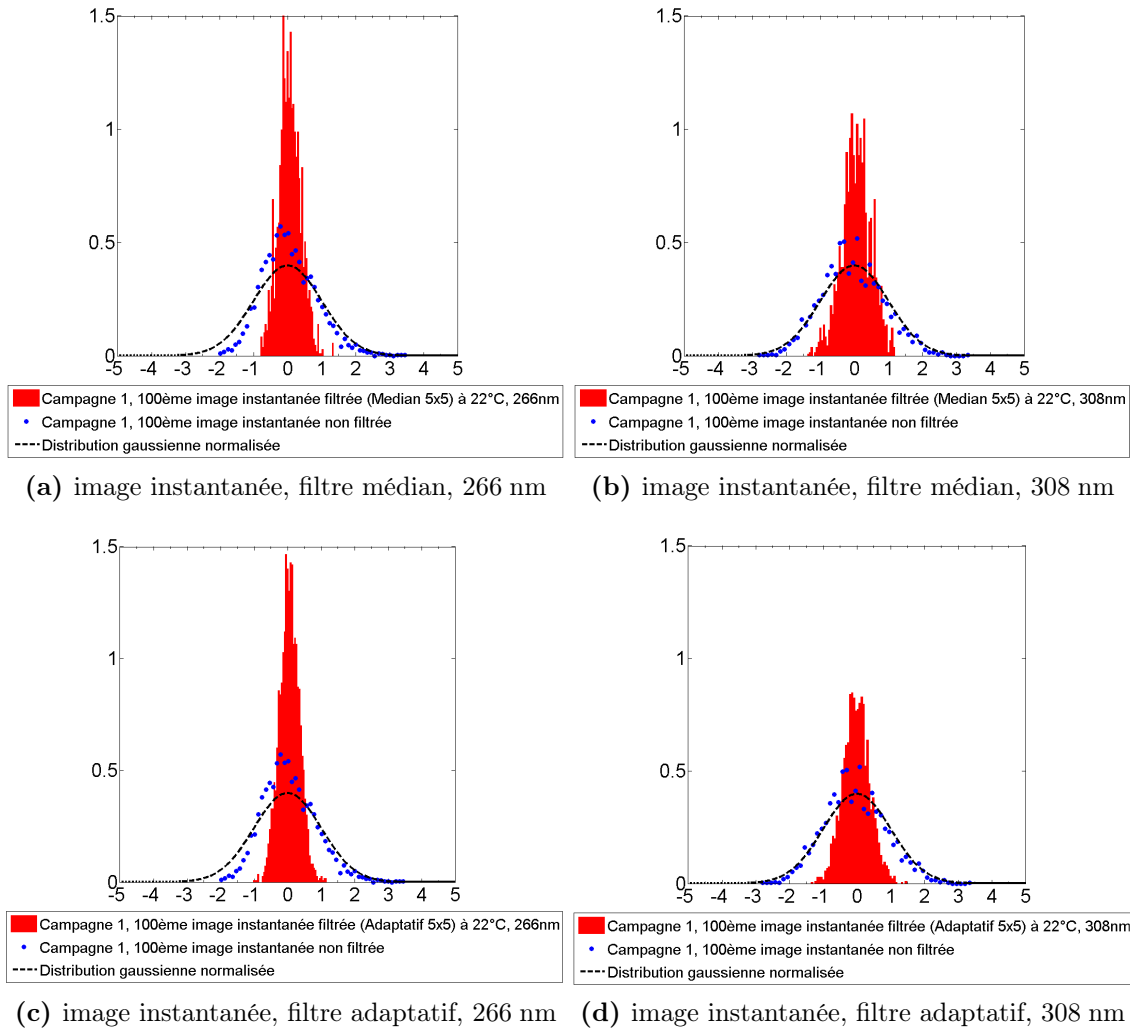
### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)



**Figure 141** - Visualisation de l'influence du type de filtrage sur la distribution des niveaux de l'image dans la zone de mesure. Les distributions sont normalisées par rapport à la distribution non-filtrée (dernière étape de correction). A gauche, le ND-YAG à 266 nm, à droite l'Excimer à 308 nm. Les distributions sont relatives aux images moyennes : 22°C, gain 150 à 308 nm, gain 200 à 266 nm.

Plusieurs conclusions préliminaires peuvent être déduites de ces distributions. Tout d'abord, l'efficacité de réduction du bruit du filtre adaptatif dit de Wiener est moindre que celle du filtre médian à cette taille de fenêtre d'interrogation. Cela est visible aussi bien sur les images moyennes (figures 141a à 141d) que les images instantanées (figures 142a à 142d), que ce soit à 266 ou 308 nm. Les distributions obtenues après le filtrage médian sont en effet plus étroites et plus peuplées autour de la valeur moyenne. Cela est particulièrement visible à 308 nm sur l'image moyenne (figures 141a et 141b), où la distribution s'étend de -1.5 à +1.5 pour le filtrage médian, contre [-2;+2] pour le filtrage adaptatif (figures 141c et 141d).

Par ailleurs, l'efficacité du filtrage semble plus importante pour le Nd-YAG avec une distribution bien plus étroite après filtrage que la distribution de l'Excimer : cela est vraisemblablement dû au bruit plus important à 266 nm du fait du signal plus faible, d'où une distribution très resserrée proportionnellement à la courbe gaussienne normalisée (les distributions filtrées étant normalisées par rapport aux distributions non-filtrées).



**Figure 142** - Visualisation de l'influence du type de filtrage sur la distribution des niveaux de l'image dans la zone de mesure. Les distributions sont normalisées par rapport à la distribution non-filtrée (dernière étape de correction). A gauche, le ND-YAG à 266 nm, à droite l'Excimer à 308 nm. Les distributions sont relatives à la 100ème image instantanée : 22°C, gain 150 à 308 nm, gain 200 à 266 nm.

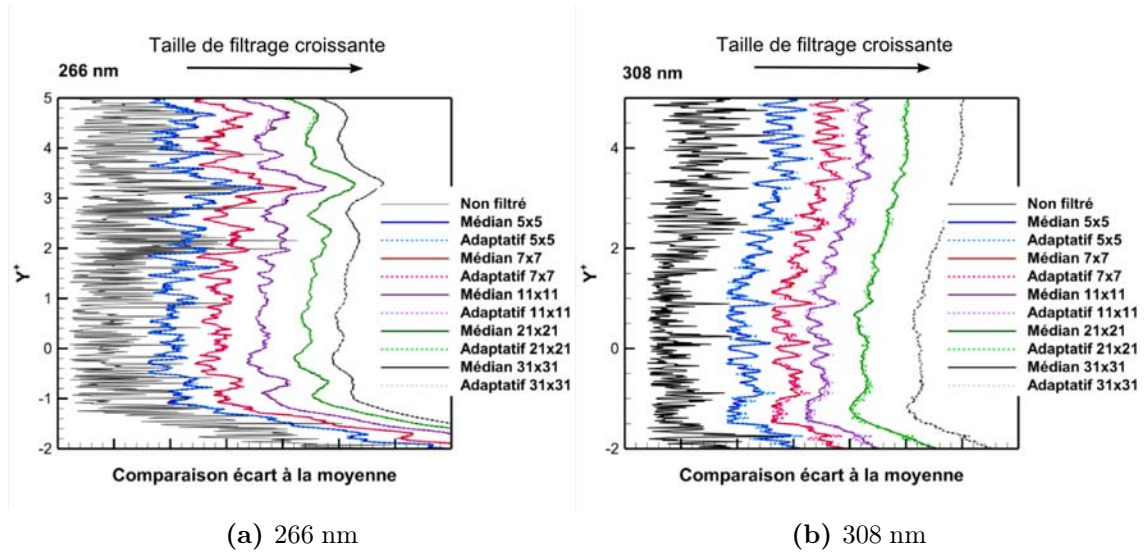
Au regard des distributions, l'objectif d'une réduction complète de la dispersion dans la zone de mesure n'est pas atteint : il se traduirait en effet par un unique pic central en terme de distribution. Mais l'effet du filtrage avec une fenêtre d'interrogation de 5x5 va clairement dans ce sens. On peut alors envisager d'accroître la taille de la fenêtre pour augmenter l'efficacité du filtrage en terme de réduction de la dispersion des niveaux de l'image et d'amélioration de l'homogénéisation, toutefois au détriment de la conservation des détails et des contours. La difficulté consiste toutefois à déterminer objectivement la taille maximale de la fenêtre pour un tel filtrage.

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

Des profils du signal de fluorescence obtenu en  $X^+ = 1.5$  sont extraits après les différents filtrages. Afin de mieux rendre compte de l'influence du filtrage, c'est l'écart à la moyenne qui est comparé dans tous les cas. Il est calculé de la façon suivante :

$$\text{Ecart à la moyenne} = \sqrt{(p(x, y) - \overline{S_{f_{Moy}}^*})^2} \quad (36)$$

avec  $p(x, y)$  la valeur du pixel, et  $\overline{S_{f_{Moy}}^*}$  la valeur moyenne dans la zone de mesure (pour l'ensemble du lot d'images). Les figures 143a et 143b présentent les profils de l'écart à la moyenne du signal de fluorescence extraits filtrés (médian et adaptatif) selon différentes tailles de fenêtre d'interrogation :  $5 \times 5$ ,  $7 \times 7$ ,  $11 \times 11$ ,  $21 \times 21$  et  $31 \times 31$  pixels de côté.

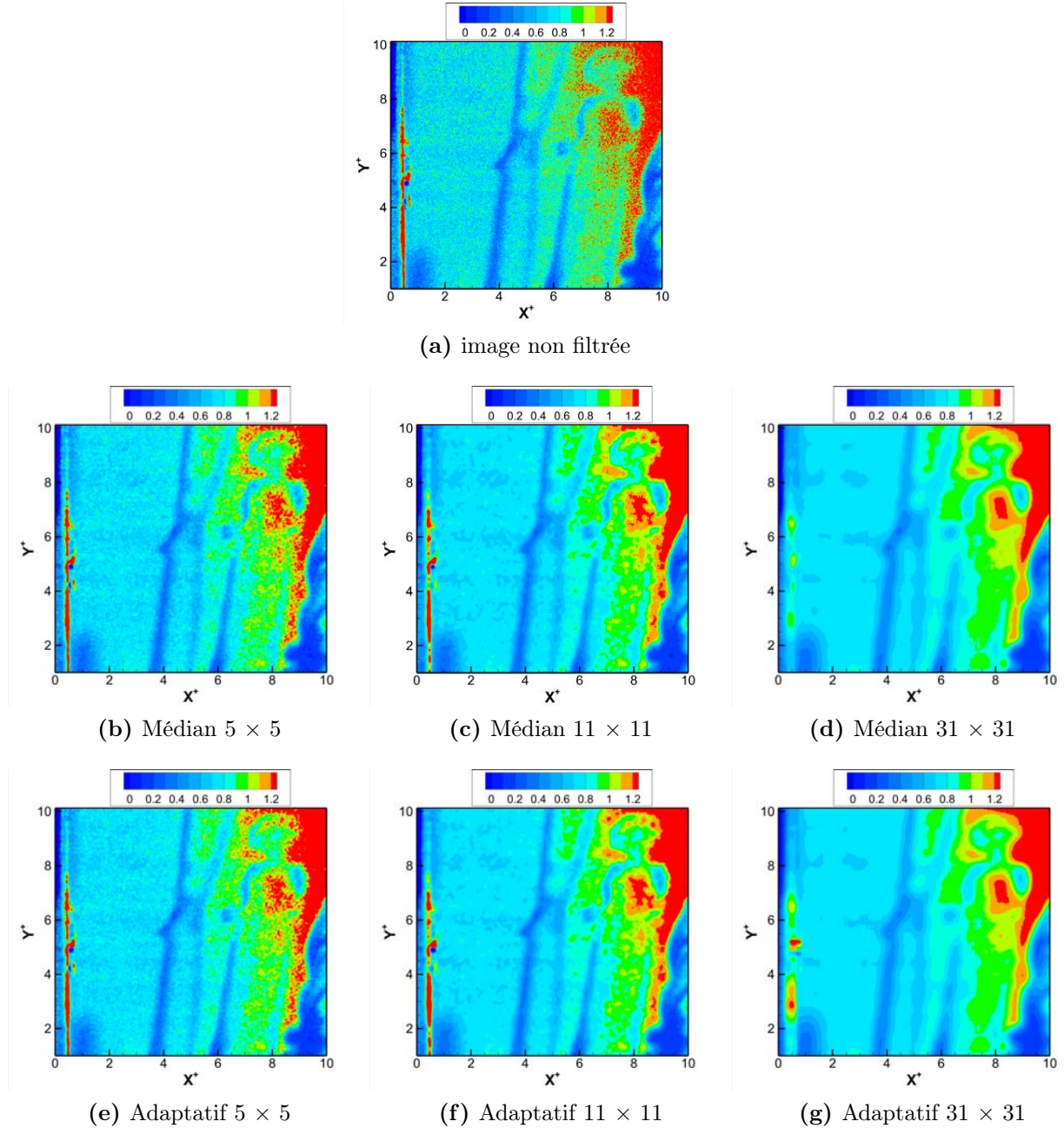


**Figure 143** - Visualisation de l'impact de la taille de la fenêtre de filtrage sur l'allure de profils extraits du signal, à 266 nm (a) et 308 nm (b). Les profils sont volontairement décalés pour améliorer la visibilité.

Comme le montre la figure 143, même un filtrage très important ne permet pas d'obtenir des variations autour de la valeur moyenne très faibles. Toutefois, on notera en accord avec les distributions 142a à 142d que le filtrage améliore considérablement l'allure du signal. Une différence est visible entre le filtrage adaptatif et le filtrage médian à 308 nm (pour une taille de fenêtre inférieure à  $21 \times 21$  pixels) en particulier sur les pics visibles sur le profil, ce qui est en accord avec les remarques sur les distributions à 308 nm, où le filtre adaptatif s'avère moins efficace que le filtrage médian pour réduire le bruit. On rappelle en effet que les profils ici représentés sont extraits du cœur potentiel et qu'à ce titre, le signal devrait être constant et présenter des variations négligeables. A 266 nm, les deux types de filtre sont indissociables quelle que soit la taille de fenêtre, là aussi en accord avec les déductions liées à l'observation des distributions. Dans les deux cas, le filtrage avec la fenêtre de la plus grande taille semble donner le meilleur résultat. Toutefois, il faut envisager qu'une taille de fenêtre importante implique des contours flous (les gradients sont diminués) et donc une perte d'information, y compris avec le filtre adaptatif sensé les préserver dans une certaine mesure.



Pour constater l'impact des différentes tailles de fenêtre sur la préservation des détails ainsi que l'influence du type de filtrage, on a procédé à la comparaison de deux images instantanées obtenues à 118°C (à 266 et 308 nm). Sur la figure 144, on propose uniquement de comparer les images à 266 nm filtrées avec des tailles de fenêtres de 5, 11 et 31 pixels de côté à l'image non filtrée, tandis que les autres tailles de fenêtre et les images obtenues à 308 nm sont visibles en annexe A.2.



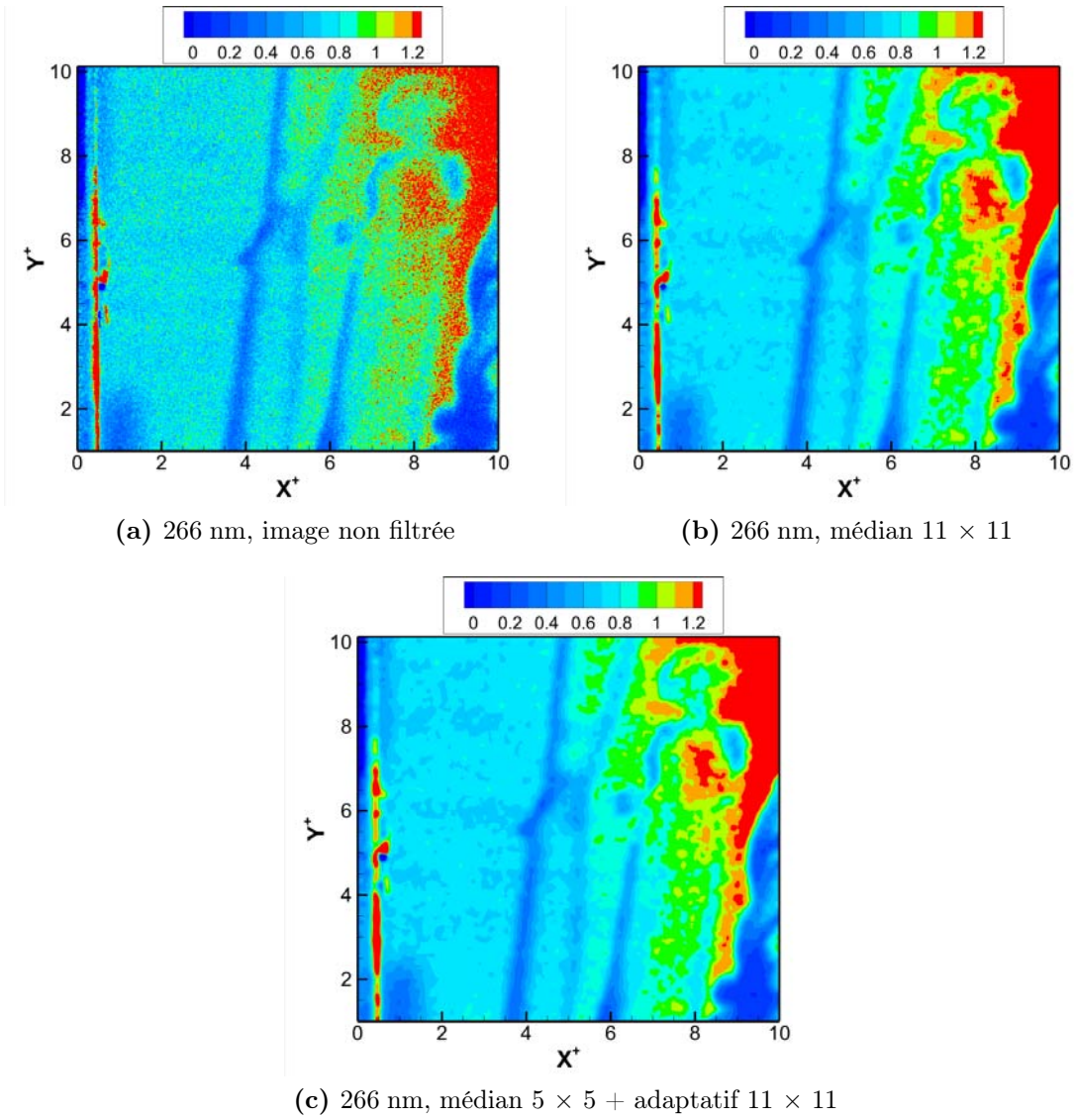
**Figure 144** - Impact de la taille de la fenêtre d'interrogation sur la conservation des détails et la réduction du bruit, selon le type de filtre, à 266 nm et 118°C. Campagne 2, gain 200.

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

---

La différence entre le filtre adaptatif et le filtre médian n'est ici que peu visible, en accord là également avec les résultats précédents. Dans les deux cas, le filtrage utilisant une fenêtre de 5x5 pixels n'est pas suffisante pour parvenir à une réduction du bruit satisfaisante, tandis que la fenêtre de 31x31 pixels se révèle clairement excessive en terme de lissage et perte d'informations. Cela est particulièrement visible figure 144 dans les structures situées autour de  $[X^+=10; Y^+=4]$ , qui sont totalement effacées, même en utilisant le filtrage adaptatif. Après comparaison des différentes images obtenus pour les tailles de fenêtres testées (annexe A.2) et des courbes présentées figure 143, une taille de fenêtre de  $11 \times 11$  pixels semble ainsi le bon compromis entre réduction du bruit et conservation des structures visibles. Toutefois, face à l'absence de différence entre le filtrage médian et le filtrage adaptatif, on peut se poser la question du choix de l'un ou l'autre des filtres.

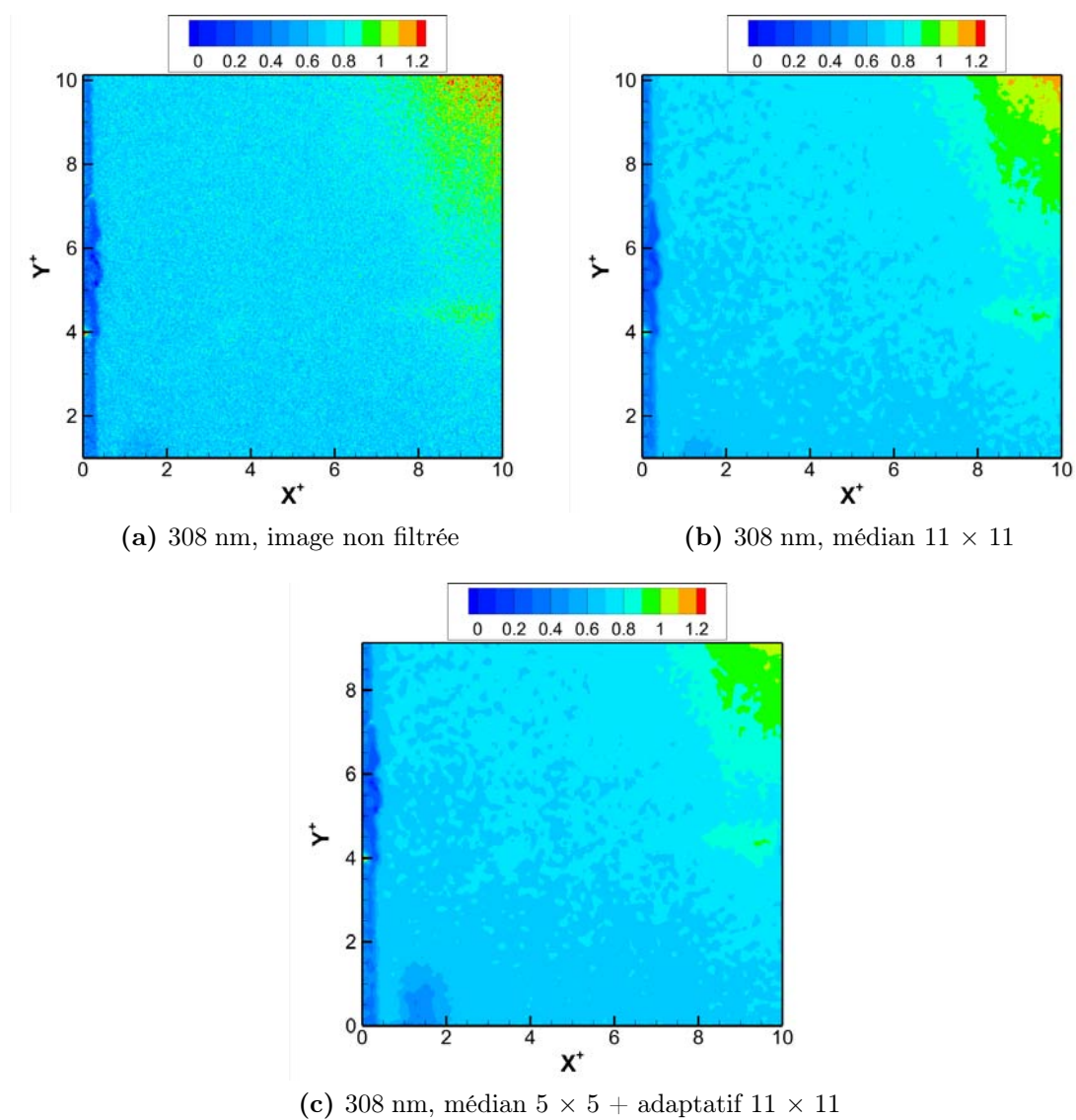
Le niveau de bruit semble en effet trop élevé pour que le filtrage adaptatif puisse distinguer les structures du bruit général de l'image. Cette hypothèse est appuyée par le fait que les images obtenues à 308 nm, moins bruitées, présentent une légère différence après filtrage entre médian et adaptatif. C'est pourquoi il a été envisagé en deuxième approche de coupler les deux types de filtrage. C'est également la solution retenue par Markides *et al.* [61], en utilisant d'abord un filtre médian de petite taille ( $5 \times 5$ ) pour réduire le niveau de bruit puis un filtre adaptatif de taille supérieure pour tenter de remonter aux informations concernant le taux de dissipation dans une expérience de visualisation d'imbrulés en PLIF acétone. Au regard des courbes de la figure 143 et dans un soucis de maintenir la fenêtre d'interrogation la plus petite possible avec un filtrage satisfaisant, notre choix final du filtrage s'est porté sur l'addition d'un filtre médian  $5 \times 5$  en première passe avec un filtre adaptatif de  $11 \times 11$  en seconde et dernière passe. La qualité du filtrage ainsi que sa performance au regard de la dispersion par rapport à l'utilisation d'un seul des deux filtres (médian, fenêtre  $11 \times 11$  pixels), sont rapportées figure 145 à 266 nm et figure 146 à 308 nm.



**Figure 145** - Image instantanée à 266 nm et 118°C, non filtrée (a), filtre médian  $11 \times 11$  (b) et filtre médian  $5 \times 5$  + adaptatif  $11 \times 11$  (c).

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

---



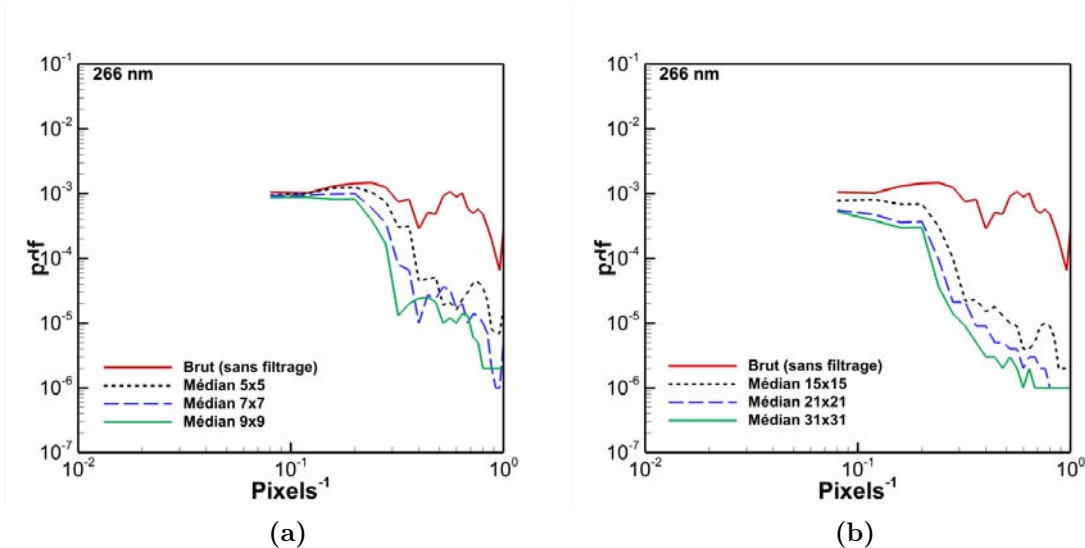
**Figure 146** - Image instantanée à 308 nm et 118°C, non filtrée (a), filtre médian  $11 \times 11$  (b) et filtre médian  $5 \times 5$  + adaptatif  $11 \times 11$  (c).

Après le double filtrage, l'homogénéité s'avère meilleure (en particulier dans les zones où celle-ci est attendue, telles que le cœur potentiel), sans pour autant que cela soit au détriment des structures, qui sont autant préservées que dans le cas du simple filtrage. Pour valider ce choix, une brève étude spectrale du filtrage a été conduite.

### 3.3.2.2 Étude spectrale du filtrage et de l'influence de la taille de la fenêtre d'interrogation

On procède au calcul des spectres d'énergie des fluctuations des niveaux de gris dans la zone de mesure de  $50 \times 50$  pixels. Ces spectres sont calculés de la façon suivante: la composante moyenne de la zone de mesure est soustraite aux valeurs des pixels. Ensuite, l'information spectrale est obtenue en calculant la fonction FFT2D (transformée de Fourier 2D) de Matlab. Les figures obtenues présentent les coupes verticales des spectres bidimensionnels calculés sur les images corrigées, filtrées par un filtrage médian et/ou un filtrage adaptatif d'une fenêtre d'interrogation de taille variable. Les abscisses correspondent à l'inverse des tailles des pixels, proportionnel au nombre d'onde. L'axe des ordonnées représente quant à lui l'énergie de fluctuation dans la zone étudiée. L'efficacité du filtrage est ainsi déterminée en fonction de l'énergie de fluctuation après filtrage pour une taille de pixel donnée.

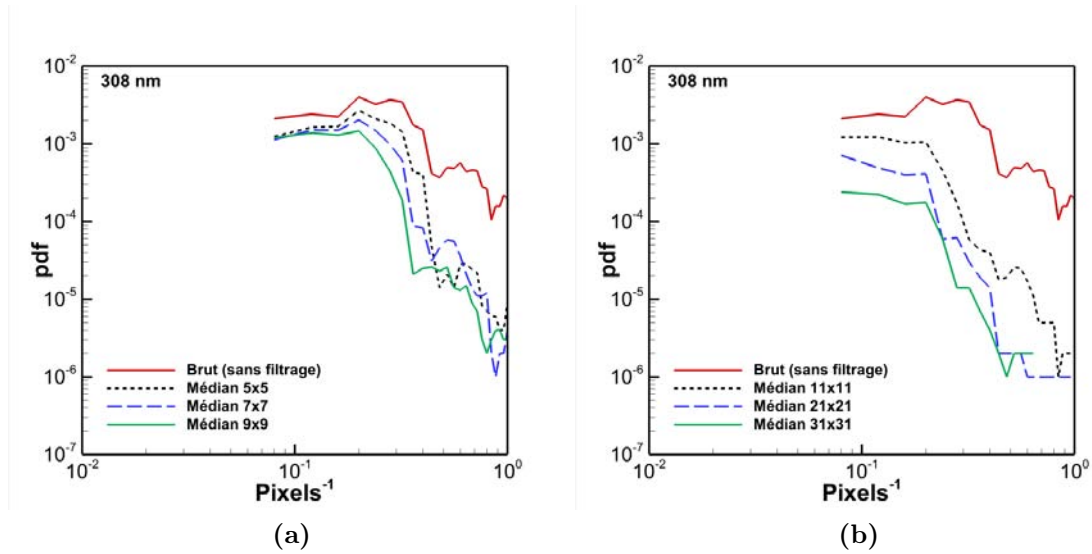
L'influence du filtrage médian en fonction de la taille est représentée sur les figures 147 et 148, à 266 nm et 308 nm. La taille de la fenêtre d'interrogation varie de 5 à 31 pixels de côté.



**Figure 147** - Spectres de la zone de mesure à 266 nm après filtrage médian avec une taille de fenêtre variant de 5 à 31 pixels.

On peut ainsi voir que les fluctuations moyennes des niveaux de gris des pixels varient en fonction de la taille de la fenêtre d'interrogation. Les fluctuations les plus importantes sont localisées pour des tailles de 10 pixels environ. L'énergie de ces fluctuations décroît ensuite en fonction de l'augmentation du nombre d'onde.



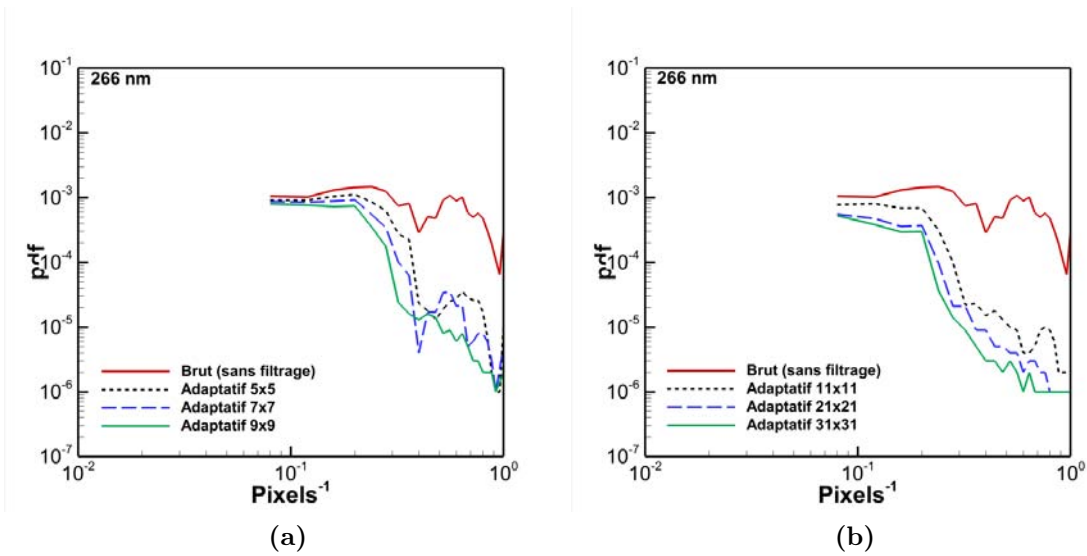


**Figure 148** - Spectres de la zone de mesure à 308 nm après filtrage médian avec une taille de fenêtre variant de 5 à 31 pixels.

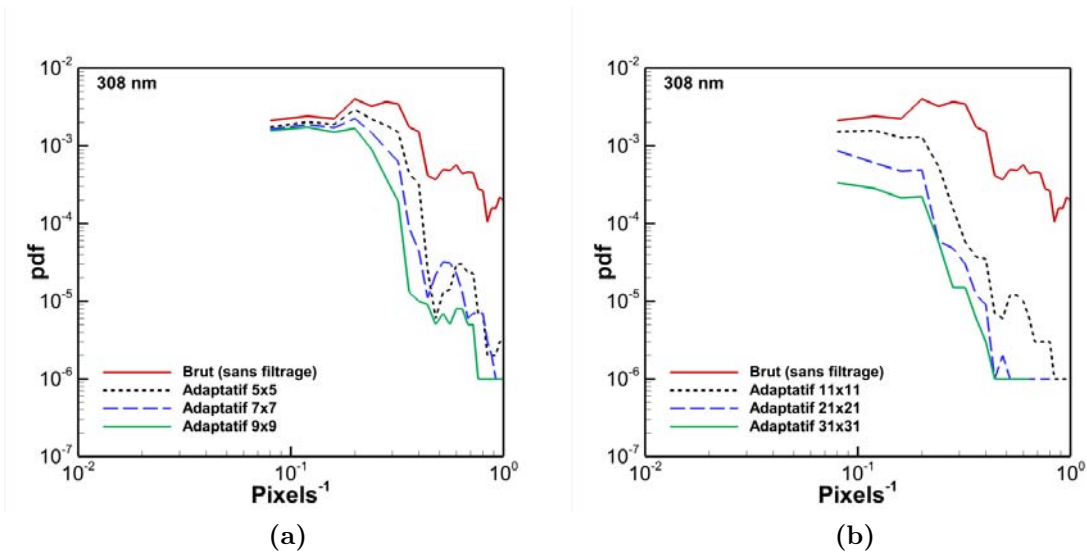
Ainsi, les fluctuations pixels à pixels liées au bruit de la caméra (bruit du photon) sont elles liées aux nombres d'onde importants : on va ainsi chercher à préserver l'énergie des fluctuations autour d'un nombre d'onde de  $0.1 \text{ pixels}^{-1}$ , qui peuvent caractériser des structures de l'écoulement, et chercher à réduire au maximum l'énergie des fluctuations autour de  $1 \text{ pixel}^{-1}$ , qui correspond aux variations pixel à pixel.

Sur le signal brut non filtré, l'énergie de ces fluctuations reste élevée et de l'ordre de  $0.1$  à  $1 \text{ pixels}^{-1}$ , avec une variation d'un facteur 10. Dès le filtrage médian  $5 \times 5$ , on constate une chute de l'énergie de fluctuations, aussi bien à  $266$  qu'à  $308 \text{ nm}$ , avec une réduction d'un facteur 100 de l'énergie de fluctuations pixel à pixel ( $1 \text{ pixels}^{-1}$ ). L'augmentation de la taille de la fenêtre d'interrogation se traduit par une chute de l'énergie de fluctuations plus tôt au niveau du nombre d'onde, soit pour des variations à l'échelle de plusieurs pixels, ce qui n'est pas pertinent dans notre cas. Aux tailles de fenêtres importantes (à partir de  $11 \times 11$  pixels), on constate même une réduction de l'énergie de fluctuation à  $10 \text{ pixels}^{-1}$ , ce qui traduit un lissage des structures à cette échelle. De plus, la valeur finale de l'énergie de fluctuations pixel à pixel n'est pas améliorée. Voyons ensuite l'influence du filtrage adaptatif, là aussi en fonction de la taille de la fenêtre d'interrogation. Les courbes sont présentées sur les figures 149 et 150.

Le filtrage adaptatif présente une chute de l'énergie de fluctuation plus importante pour un seuil similaire à celui du filtrage médian et avec une valeur finale plus faible. De plus, il faut atteindre la fenêtre d'interrogation de  $21 \times 21$  pixels pour constater une baisse significative de l'énergie de fluctuations à  $0.1 \text{ pixels}^{-1}$ , ce qui permet de conserver une taille de  $11 \times 11$  sans compromettre les structures de l'écoulement, comme constaté visuellement.

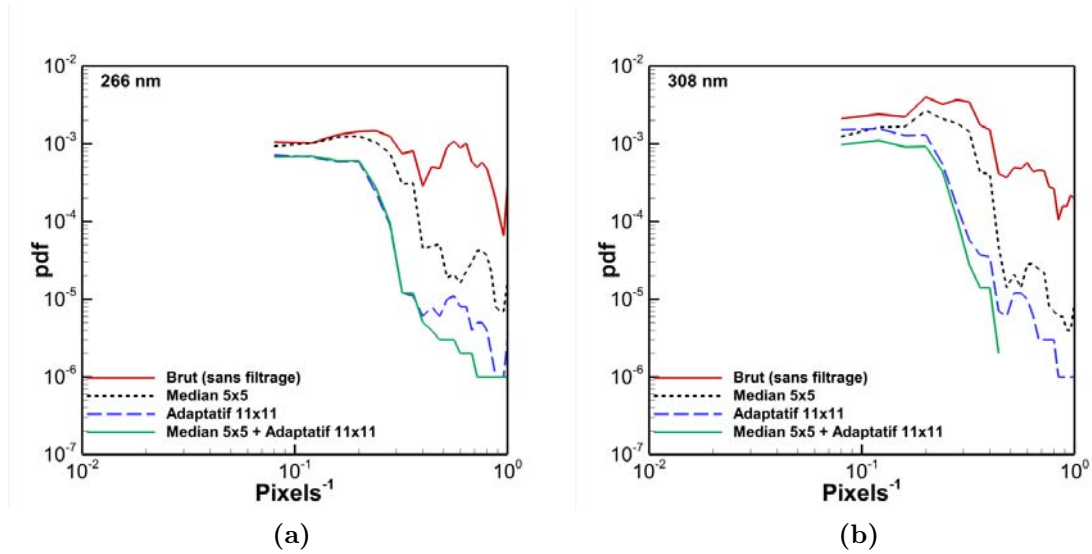


**Figure 149** - Spectres de la zone de mesure à 266 nm après filtrage adaptatif avec une taille de fenêtre variant de 5 à 31 pixels.



**Figure 150** - Spectres de la zone de mesure à 308 nm après filtrage adaptatif avec une taille de fenêtre variant de 5 à 31 pixels.

On pourrait ainsi conclure qu'un filtre adaptatif seul serait suffisant. On a toutefois constaté visuellement qu'en présence de bruit pixel à pixel important, le filtrage adaptatif peut interpréter des structures (dont il va tenter de préserver les contours) qui n'existent pas réellement, réduisant l'efficacité du filtrage. Ce constat nous avait conduit à coupler un filtrage médian  $5 \times 5$  médian et  $11 \times 11$  adaptatif. L'étude spectrale confirme ainsi notre choix. La figure 151, qui compare les filtrages médian  $5 \times 5$ , adaptatif  $11 \times 11$  et médian et adaptatif démontre la pertinence de notre choix.



**Figure 151** - Comparaison entre les filtrages médian  $5 \times 5$ , adaptatif  $11 \times 11$  et médian+adaptatif, à 266 nm (figure a) et 308 nm (figure b).

On constate en effet que l'utilisation conjointe des deux filtres permet de bénéficier de l'avantage des deux filtres sans pour autant dégrader l'énergie de fluctuations à  $10^1 \text{ pixels}^{-1}$ . L'intérêt du filtrage médian est particulièrement visible pour la variation pixels-à-pixels (haut nombre d'onde), puisqu'on parvient, à 266 nm, à descendre sous une énergie de fluctuation de  $10^{-5}$  dès  $0.2 \text{ pixels}^{-1}$ , contre  $0.6 \text{ pixels}^{-1}$  avec le filtrage adaptatif seul. A 308 nm, le constat est similaire même si on notera une légère baisse d'énergie aux faibles nombres d'onde, avec une énergie de fluctuation nulle pour dès  $0.3 \text{ pixels}^{-1}$ . On a ainsi un filtrage qui permet de conserver les fluctuations liées aux structures de l'écoulement (faibles nombres d'onde) tout en réduisant considérablement les fluctuations liées aux variations pixels-à-pixels dues au bruit du photo. L'étude spectrale valide ainsi les constats établis visuellement dans le paragraphe précédent.

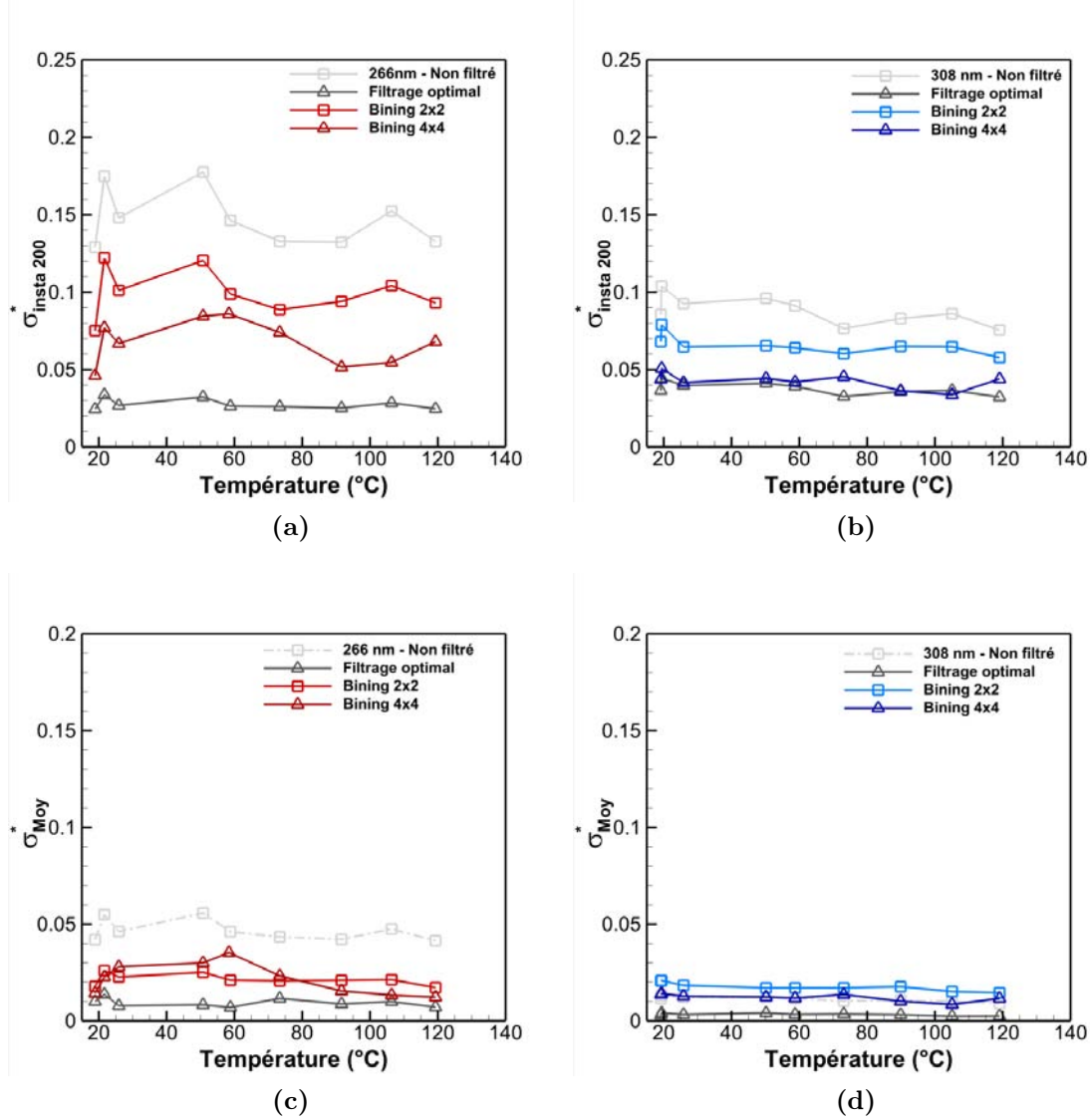
Les différents filtres à employer ainsi que leurs tailles de fenêtre d'interrogation respectives étant définis, il convient maintenant de déterminer si le binning, étudié dans la section précédente, s'avère supérieur au filtrage, et conclure quant à la méthode d'accroissement du ratio signal-sur-bruit à employer.

#### 3.3.2.3 Augmentation du ratio signal-sur-bruit : choix du binning ou du filtrage

Le filtrage optimal a été déterminé comme le couplage d'un filtre médian  $5 \times 5$  et d'un filtre adaptatif  $11 \times 11$ . Il propose ainsi le meilleur compromis entre réduction du niveau de bruit et conservation des structures de l'écoulement. Pour sa part, le binning présente une réduction du niveau de bruit significative, en particulier en binning  $4 \times 4$ , du fait de l'augmentation importante de signal reçu. Ceci se fait toutefois au détriment de la résolution, divisée par 4.



Afin de pouvoir choisir définitivement entre ces deux approches d'augmentation du SNR, les niveaux de bruit  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$  ont été comparés pour un binning  $2 \times 2$ , un binning  $4 \times 4$  et un filtrage optimal. Ces résultats sont présentés sur la figure 152.



**Figure 152** - Comparaison de  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$  pour du binning  $2 \times 2$ , du binning  $4 \times 4$  et un filtrage optimal, à 266 nm ((a) et (c)) et 308 nm ((b) et (d)).

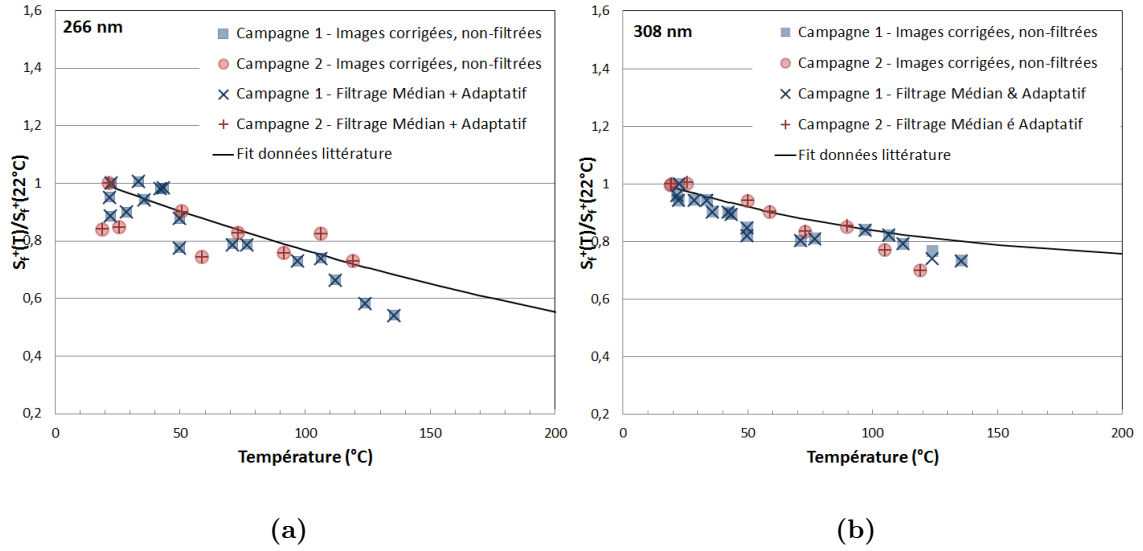
On constate ainsi que dans tous les cas, le filtrage optimal présente un niveau de bruit similaire ou inférieur au binning  $4 \times 4$ , et ce à toutes les longueurs d'onde. Pour le filtrage, cette augmentation de ratio signal-sur-bruit se fait de plus sans perte de résolution. De fait, nous n'aurons pas recours au binning pour la suite des travaux, le filtrage optimal sélectionné se révélant en tous points supérieur.

### 3.3.2.4 Influence du filtrage sur la mesure de température

Le filtrage modifiant les fluctuations pixel à pixel, il a donc un impact immédiat sur l'écart type  $\sigma_{Insta200}^*$ . La distribution des valeurs dans la zone de mesure va donc être

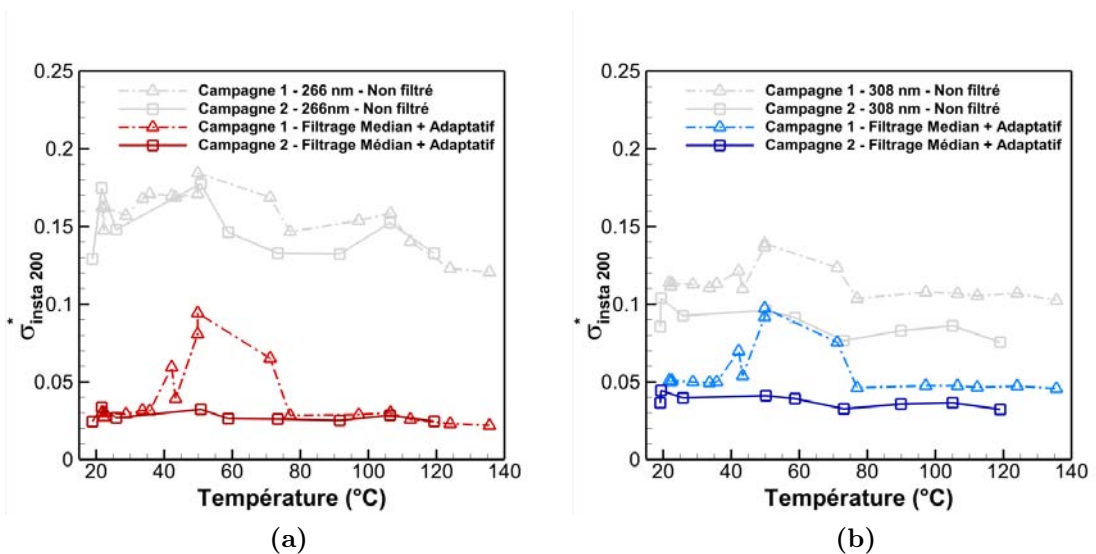
### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

modifiée. Par ailleurs, le filtrage ne doit pas modifier l'accord des mesures aux différentes températures avec la courbe de la littérature. Les courbes sur la figure 153 permettent de s'en assurer.

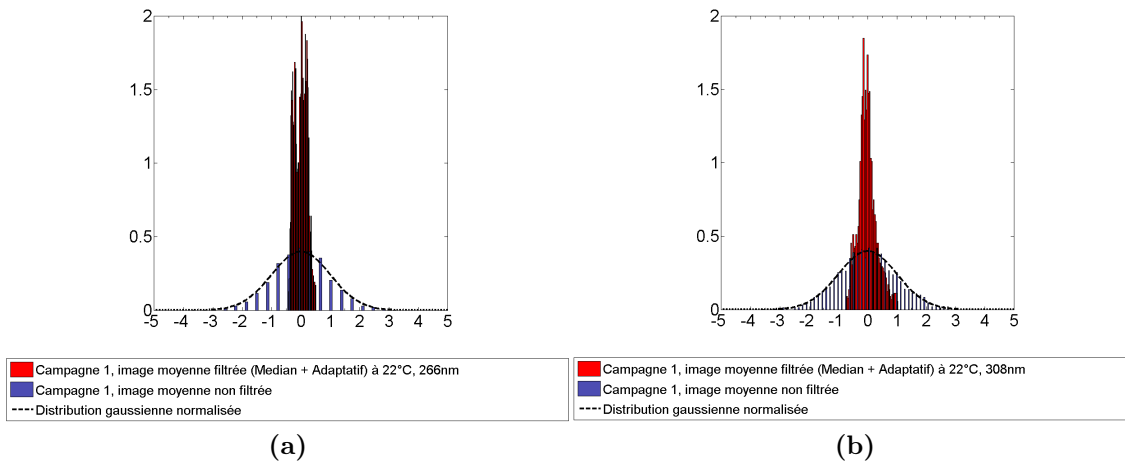


**Figure 153** - Accord avec la littérature des mesures effectuées, après corrections et filtrage (médian + adaptatif). A gauche, à 266 nm. A droite, 308 nm. Le filtrage ne modifie pas l'accord déjà constaté après les corrections seules (points en gris).

Les figures 154 et 155 présentent respectivement l'écart type  $\sigma_{Insta200}^*$  pour les deux longueurs d'onde après ce double filtrage et les fonctions de distributions respectives pour les valeurs moyennes.



**Figure 154** - Evolution de  $\sigma_{Insta200}^*$  à 266 nm (a) et 308 nm (b), après double filtrage (médian  $5 \times 5$  et adaptatif  $11 \times 11$ )



**Figure 155** - Distributions des valeurs dans la zone de mesure, après filtrage, à 266 nm (a) et 308 nm (b). Distributions normalisées par rapport à celles correspondantes aux images non-filtrées (en bleu sur les figures).

Considérant que le filtrage n'a pas d'influence sur l'accord avec la littérature, on peut déduire qu'après filtrage (et hors des pics liés à un écoulement problématique à 40, 50 et 70°C pour la première campagne) les écart-types moyens  $\sigma_{Moy}^*$  sont ramenés à des valeurs comprises entre 0.014 et 0.007 à 266 nm et entre 0.06 et 0.0026 à 308 nm.

L'erreur sur la conversion en température dans le cas d'une seule longueur d'onde dépend de la température. On a ainsi rapporté dans le tableau 10 les erreurs à 22 °C et 120 °C, à 266 et 308 nm :

Erreur sur $T_{Moyenne}$		22 °C	120 °C
266 nm	Non filtré	$\pm 14$ °C	$\pm 17$ °C
	Filtré	$\pm 3$ °C	$\pm 3$ °C
308 nm	Non filtré	$\pm 16$ °C	$\pm 10$ °C
	Filtré	$\pm 6$ °C	$\pm 3$ °C

**Table 10** - Estimation de l'erreur sur la mesure de température  $T_{Moyenne}$  à partir d'une image moyenne et à une seule longueur d'onde.

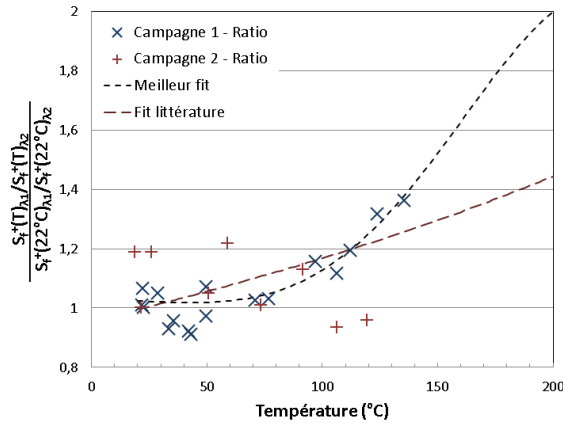
Sur les valeurs instantanées toutefois, l'erreur est bien plus importante puisque malgré le filtrage  $\sigma_{Insta200}^*$  présente des valeurs autour de 0.03 à 266 nm et entre 0.03 et 0.05 à 305 nm. Les erreurs sur la mesure de température dans le cas d'une seule longueur d'onde, avec ou sans filtrage, sont rapportés tableau 11.

### 3.3. DESCRIPTION DES TECHNIQUES DÉVELOPPÉES POUR AUGMENTER LE RAPPORT SIGNAL-SUR-BRUIT (SNR)

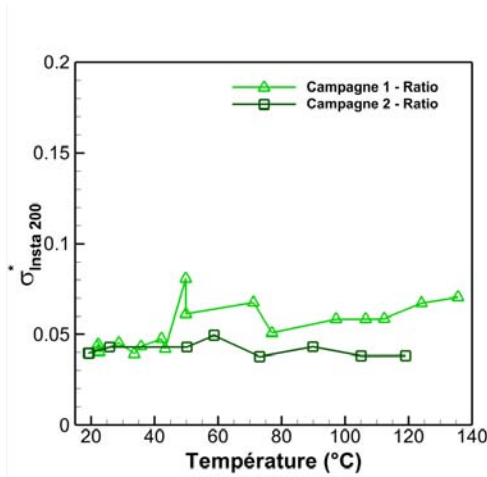
Erreur sur $T_{\text{Insta}}$		22 °C	120 °C
266 nm	Non filtré	$\pm 50$ °C	$\pm 60$ °C
	Filtré	$\pm 10$ °C	$\pm 10$ °C
308 nm	Non filtré	$\pm 50$ °C	$\pm 110$ °C
	Filtré	$\pm 24$ °C	$\pm 68$ °C

**Table 11** - Estimation de l'erreur sur la mesure de température  $T_{\text{Insta}}$  à partir d'une image instantanée et à une seule longueur d'onde.

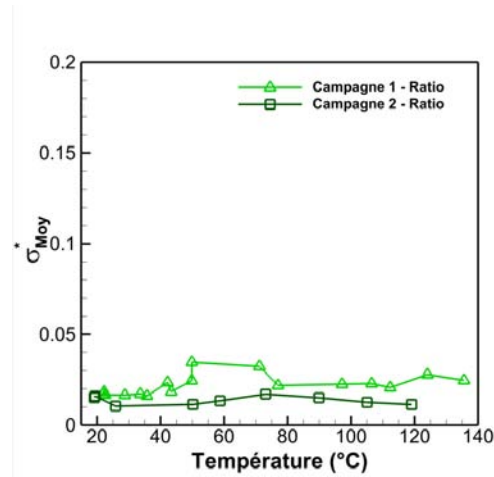
Par ailleurs, ces valeurs sont ici à considérer dans le cas d'une conversion à une seule longueur d'onde : dans le cas qui nous intéresse, faisant appel à deux longueurs d'onde, les incertitudes rapportées ici vont s'additionner, conduisant à une erreur sur la mesure vraisemblablement plus élevée encore. Il convient pour cela de déterminer la courbe d'étalonnage dite "de ratio" (semblable à celle obtenue par Thurber *et al.*, figure 26 page 32), et d'estimer  $\sigma_{\text{Moy}}^*$  et  $\sigma_{\text{Insta200}}^*$  pour les images de ratio. Les courbes sont rapportées figure 156.



(a)



(b)



(c)

**Figure 156** - (a) : accord, après ratio des images, entre la littérature et les mesures. (b) : évaluation de  $\sigma_{\text{Insta200}}^*$  pour les 2 campagnes. (c) : évaluation de  $\sigma_{\text{Moy}}^*$  pour les 2 campagnes.

On constate de fait que, malgré les précautions prises et les corrections appliquées, la dispersion autour de la courbe de la littérature est encore trop importante et que la meilleure corrélation avec les données n'est pas du tout en accord avec la courbe de ratio tirée de la littérature. Bien que contenue pour chacune des longueurs d'onde (indépendamment l'une de l'autre), la dispersion des mesures autour des courbes de la littérature se trouve amplifiée lorsque l'on procède au ratio des images (figure 156a), d'où un accord très peu satisfaisant avec la littérature. De fait, le problème n'est plus ici le niveau de bruit (qui reste, après filtrage, relativement contenu comme en attestent les figures 156b et 156c, avec  $\sigma_{Insta200}^*$  autour de 0.05 et  $\sigma_{Moy}^*$  entre 0.01 et 0.03), **mais bien la dispersion résultant du ratio des images**. A 22 °C, la dispersion implique une mesure à  $\pm 100$  °C. Ce qui se traduit, dans les faits, par une impossibilité d'obtenir la moindre information fiable sur la température dès lors que l'on procède au ratio des images, du moins dans cette gamme de température. Dans les conditions de notre expérience, le ratio signal signal-sur-bruit se révèle trop faible pour parvenir à déterminer la température : les variations propres à la mesure restent, malgré tous nos efforts, de l'ordre de grandeur des variations liées à la modification de la température.

### 3.4 Conclusion du chapitre

Compte tenu des dimensions des champs que l'on cherche à obtenir, de l'énergie LASER moyenne pour chacune des longueurs d'onde et de la gamme de température étudiée, parvenir à une mesure de température fiable s'avérerait complexe.

Plusieurs processus correctifs ont été appliqués pour réduire les biais expérimentaux et l'influence des sources de bruit identifiées. De tous les traitements employés, le plus important semble être **la correction en fonction de la non-linéarité de la caméra**. Il est en effet important de s'assurer de la linéarité de la réponse caméra, et ce pour chaque pixel, afin de pouvoir directement relier l'intensité du signal avec celle de la fluorescence. Sans cette correction, des zones de même intensité de fluorescence peuvent en effet donner un niveau de gris différent et présenter une évolution non-linéaire malgré une augmentation de l'énergie LASER.

Concernant la mesure de température instantanée, il est enfin primordial de corriger les images en fonction de la variation d'énergie LASER survenant à chaque tir : sans cette correction, les fluctuations dans l'énergie peuvent être du même ordre de grandeur que les variations d'intensité de fluorescence à mesurer. Le procédé de correction présenté ici ne fait appel à aucun appareil de mesure supplémentaire car une zone de concentration constante est visible pendant toute l'expérience. Dans le cas contraire, mesurer en continue l'énergie LASER est indispensable.

Concernant les corrections liées à l'énergie LASER moyenne et à la concentration en acétone, elles doivent être réduites dans la mesure du possible, avec l'objectif de s'en dispenser (en s'assurant une énergie LASER moyenne et une concentration en acétone parfaitement constantes).

Vis à vis de la correction de la distribution spatiale d'énergie, elle est ici nécessaire du fait de l'utilisation d'un LASER Nd-YAG qui présente des structures variables au

### 3.4. CONCLUSION DU CHAPITRE

---

sein de sa nappe. Dans le cas idéal où deux faisceaux LASERs (de source EXCIMER) proviendraient de la même direction et traverseraient les mêmes optiques de génération de nappe, cette étape de correction pourrait être éliminée, le ratio des images corrigeant naturellement la distribution.

Enfin, concernant le filtrage, il s'imposait ici pour parvenir à une mesure relativement précise (pour chaque longueur d'onde) du fait du niveau de bruit trop important. Dans un cas où le signal serait beaucoup plus élevé, on pourrait envisager d'éliminer cette étape également, dès lors que la variation d'intensité liée à la chute de température (d'un incrément de la précision voulue) est supérieure au niveau du bruit du photon sur les images.

**Malgré toutes ces corrections**, la variabilité expérimentale s'est révélée trop grande, induisant une dispersion très importante générée lors du calcul du ratio des images, avec des incertitudes de l'ordre de 100 °C et ce à température ambiante. Des mesures en mode dit "de binning", privilégiant la sensibilité au signal de fluorescence au détriment de la résolution, n'ont pas permis de surmonter cet obstacle, la sensibilité accrue se traduisant par une moins bonne efficacité des corrections appliquées et donc une dispersion accrue autour des valeurs d'étalonnage attendues.

A ce stade des travaux, il semble donc compromis de tenter de convertir en température les images obtenues autour du barreau chauffé (détaillées dans la partie suivante) en utilisant nos propres données d'étalonnage. L'utilisation des données de la littérature reste toutefois possible.



# Chapitre 4

## Etude de la convection mixte : corrélation vitesse-température

### Sommaire

---

4.1	Rappel du dispositif expérimental utilisé . . . . .	156
4.2	Traitement des images PLIF . . . . .	158
4.3	Résultats couplés PLIF-PIV . . . . .	166
4.4	Conclusions sur la mesure PLIF- $2\lambda$ et le couplage avec la PIV . . . . .	171

---



L'étalonnage de la PLIF réalisé dans le chapitre 3 a permis de définir les processus correctifs à mettre en œuvre, tout en soulignant les limites de la technique dans la configuration actuelle. Il s'agit donc maintenant d'appliquer la PLIF à l'étude de la convection mixte autour d'un barreau chauffé, simultanément aux mesures de vitesse par PIV, dans l'objectif d'obtenir les champs simultanés de température et vitesse. La configuration PLIF restant la même, les processus détaillés dans le chapitre 3 sur l'étalonnage de la PLIF demeurent valables. Toutefois, la présence du barreau chauffé dans l'écoulement impose des contraintes sur certains processus correctifs.

Cette partie traite ainsi, après un bref rappel du dispositif expérimental, des mesures correctives à appliquer et de la conversion en température des images de fluorescence. Puis elle s'intéresse aux résultats et à la comparaison des champs de température (moyen et instantané) avec les champs de vitesse acquis simultanément d'une part. Ces résultats sont ensuite comparés aux résultats issus de la littérature d'autre part.

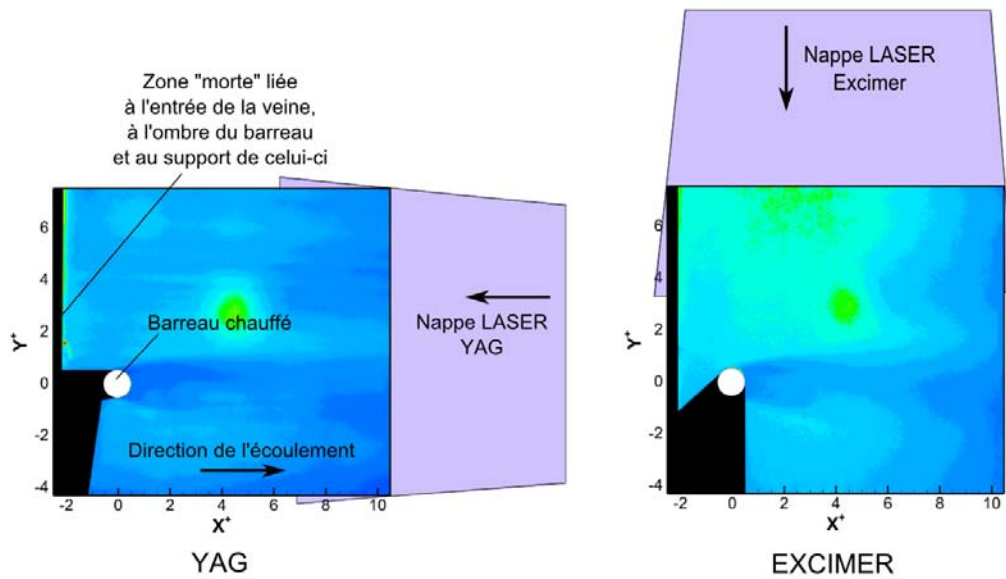
## 4.1 Rappel du dispositif expérimental utilisé

La configuration PLIF employée reste similaire à celle utilisée pour la partie étalonnage, la présence du barreau chauffée en plus. La mesure de vitesse par PIV est également ajoutée et couplée aux mesures PLIF de la manière décrite dans le chapitre 2. Les différentes caractéristiques du dispositif de mesures dans la présente configuration sont rappelées dans cette section.

La zone de mesure est identique à celle employée dans la partie étalonnage : l'alignement des caméras et des nappes LASER étant très consommatrice de temps, il a été décidé de conserver tous les réglages employés auparavant. La zone de mesure est représentée figure 157; le centre du barreau chauffé est défini comme étant la coordonnée (0,0) du plan 2D que représentent les champs des mesures PLIF/PIV.

Les nappes LASER sont superposées au centre de l'écoulement, comme décrit dans le chapitre 2. Les acquisitions ont consisté en deux séries de 600 images PLIF chacune (1200 images PIV correspondantes, soit 600 doublets). Les réglages sont détaillés dans la section suivante. Les caméras sont réglées avec un gain de 200 et 150 respectivement, pour l'acquisition de fluorescence à 266 nm et 308 nm. L'énergie LASER moyenne s'établit à 118 mJ pour l'Excimer et 23.5 mJ pour le Nd-YAG. La concentration en acétone pour les deux séries a été calculée à 2.20 % en volume en moyenne. Les temps d'intégration pour les acquisitions PLIF sont identiques à ceux détaillés sur la figure 86 page 80, de même que l'intervalle entre les deux images PIV. La température de l'écoulement en sortie de la veine est de 22 °C pour les deux séries. L'ensemble de ces données est rapporté dans le tableau 12.

#### 4.1. RAPPEL DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL UTILISÉ



**Figure 157** - Zone de mesure pour le Nd-YAG et l'Excimer, avec le centre du barreau chauffé comme origine. Les parties où toute mesure est impossible sont représentées en noir.

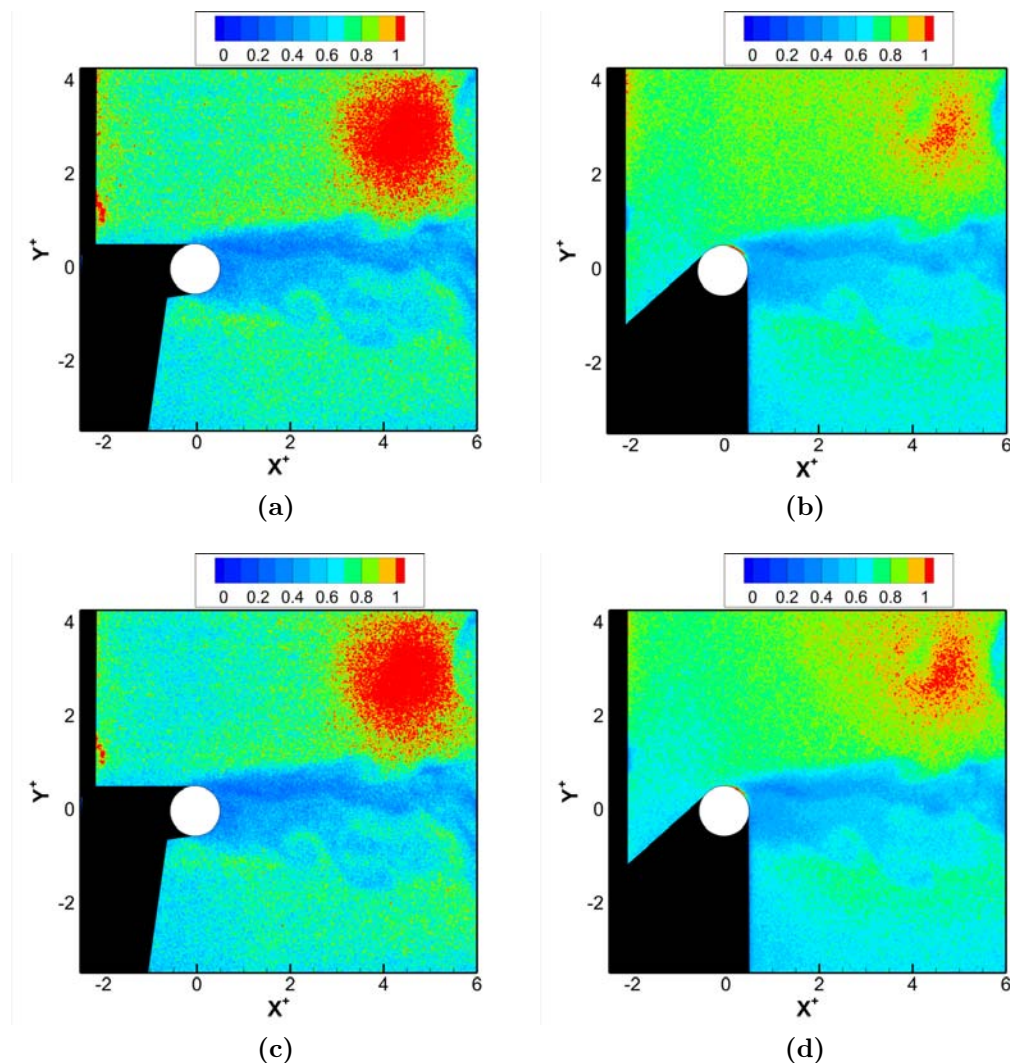
Mesures PLIF à 266 nm et à 308 nm couplées aux mesures PIV		
Température écoulement	22	(°C)
Concentration acétone	2.20	(% en vol.)
Energie LASER 308 nm	118	(mJ)
Energie LASER 266 nm	23.5	(mJ)
Gain 308 nm	150	
Gain 266 nm	200	
Durée intégration PLIF	150	(ns)
Intervalle entre images PIV	1.3	(ms)

**Table 12** - Rappel des paramètres d'acquisition pour les campagnes de mesure avec le barreau chauffé.

La puissance électrique du chauffage du barreau est de 100 W de manière à atteindre une température de 260 °C en surface du barreau dans le plan de mesure. Les mesures ont été réalisées après 2 heures de stabilisation (avec écoulement impactant) pour assurer la stabilité et l'homogénéité de la température en surface. Les images obtenues par PLIF ont été traitées afin de permettre la conversion en température tout en augmentant le ratio signal-sur-bruit (SNR). Puis les champs de vitesse ont été superposés aux images obtenues.

## 4.2 Traitement des images PLIF

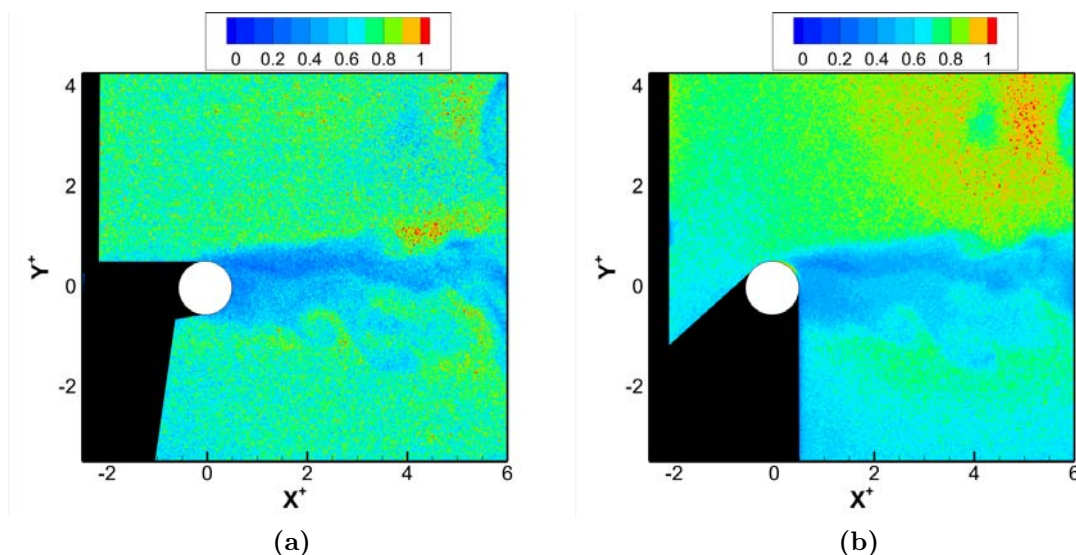
Certaines étapes correctives, nécessaires lors de l'étalonnage, peuvent ici être négligées : des zones de taille suffisante où la température de référence est constante durant toute l'expérience sont accessibles, et permettent ainsi la normalisation du signal du reste de l'image de manière instantanée. De fait, les corrections liées à la concentration et à l'énergie LASER moyenne et instantanée ne sont plus nécessaires. Toutefois, les autres corrections restent primordiales. La correction selon la réponse non-linéaire des caméras demeure fondamentale pour assurer une réponse de la caméra en relation directe avec la quantité de signal de fluorescence reçu. Les images résultantes sont représentées sur la figure 158.



**Figure 158** - Comparaison entre les images instantanées brutes à 266 nm (a) et 308 nm (b), et les images après correction en fonction de la réponse non-linéaire des caméras à 266 nm (c) et 308 nm (d)

La soustraction du "background" intervient ensuite, avec une importance particulière car des reflets liés aux optiques installées sur les caméras sont très visibles puisque les mesures sont réalisées simultanément pour les deux longueurs d'onde. L'acquisition de

champs de fluorescence sans barreau, avec et sans ces reflets (utilisation d'un écran entre les caméras), permet d'isoler ces reflets et de procéder ensuite à la soustraction des images de fluorescence (figure 159).

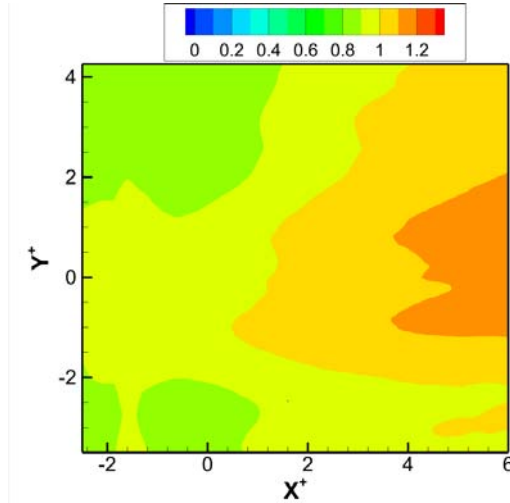


**Figure 159** - Images instantanées à 266 nm (à gauche) et 308 nm après soustraction du "background" (reflets et bruits de la caméra). La "tâche" présente sur la figure 158 n'existe plus

On notera en particulier, à 308 nm et 266 nm, la disparition de la "tache" visible sur la figure 158 dans la zone précédemment parasité par le reflets des optiques installées. Le fait que les deux reflets ne soient par ailleurs pas identiques réduit la probabilité que cette structure soit un artefact lié à la correction.

La dernière étape consiste à diviser les images par la distribution spatiale d'énergie LASER, et ce aux deux longueurs d'onde.

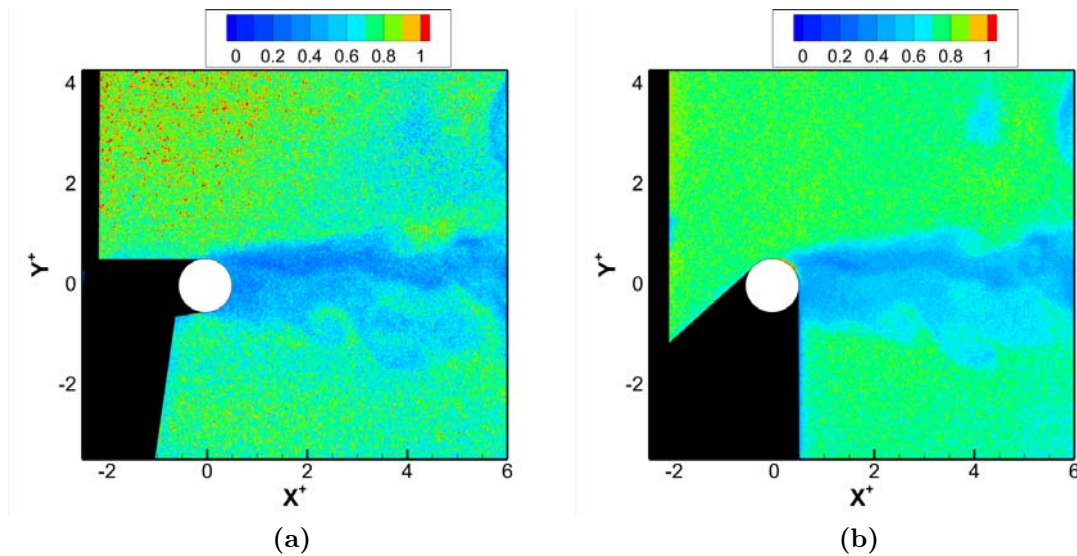
Pour l'Excimer (308 nm), l'application est similaire à celle détaillée dans la partie précédente. Une contrainte supplémentaire existe pour la source à 266 nm. Le barreau provoque une ombre qui masque une partie non-négligeable du faisceau dans le sens de propagation (figure 157). De fait, il n'est pas possible de procéder à une correction active similaire à celle détaillée dans la partie précédente. Dans un cas idéal, le faisceau à 266 nm proviendrait du haut de l'image, ce qui permettrait d'éliminer les fluctuations des inhomogénéités spatiales d'énergie LASER sur l'intégralité de la nappe et de procéder ainsi aux corrections. Cette configuration n'était pas possible sur le montage ici étudié. On utilisera donc la distribution d'énergie spatiale moyenne à 266 nm comme à 308 nm. Toutefois, pour éviter l'apparition d'artefacts (cf. figure 124b page 122), la nappe moyenne est ici "lissée" de manière importante, afin de réduire au maximum les structures spatiales propres au Nd-YAG. La distribution moyenne d'énergie LASER à 266 nm est représentée sur la figure 160.



**Figure 160** - Distribution spatiale d'énergie LASER à 266 nm après lissage pour réduire l'influence des artefacts.

On y constate l'absence des structures spatiales typiques du Nd-YAG. Il est toutefois à remarquer que la correction réalisée de cette façon est inférieure à la méthode décrite dans le chapitre 3, puisqu'elle induira nécessairement des zones de sous-estimation et sur-estimation de la température du fait des structures spatiales non-corrigées.

Les images obtenues (308 et 266 nm), avant et après normalisation par les distribution d'énergie, sont présentées sur la figure 161.



**Figure 161** - Images instantanées à 266 nm (a) et 308 nm (b) après normalisation par la distribution spatiale d'énergie LASER.

Après ces 3 étapes correctives, les images instantanées présentent une apparence "satisfaisante" et en accord avec les images attendues : le signal est relativement homogène dans les zones hors du sillage du cylindre; le signal est plus faible dans les structures du sillage; les structures de l'écoulement sont similaires sur les deux images, démontrant la parfaite synchronisation de l'acquisition des images de fluorescence. La décroissance du signal dans le sillage est attendue puisqu'à 266 nm comme à 308 nm la fluorescence décroît avec la température. Toutefois, il n'est ici pas possible de déterminer si cette décroissance est due uniquement à la température ou à une diminution de la concentration en acétone. Les champs de température sont ainsi obtenus en procédant au ratio de ces images, de manière à éliminer l'influence de la concentration dans l'interprétation du signal en accord avec l'expression 10. Toutefois, avant de procéder à cette étape, il convient de filtrer les images, afin de réduire le niveau de bruit.

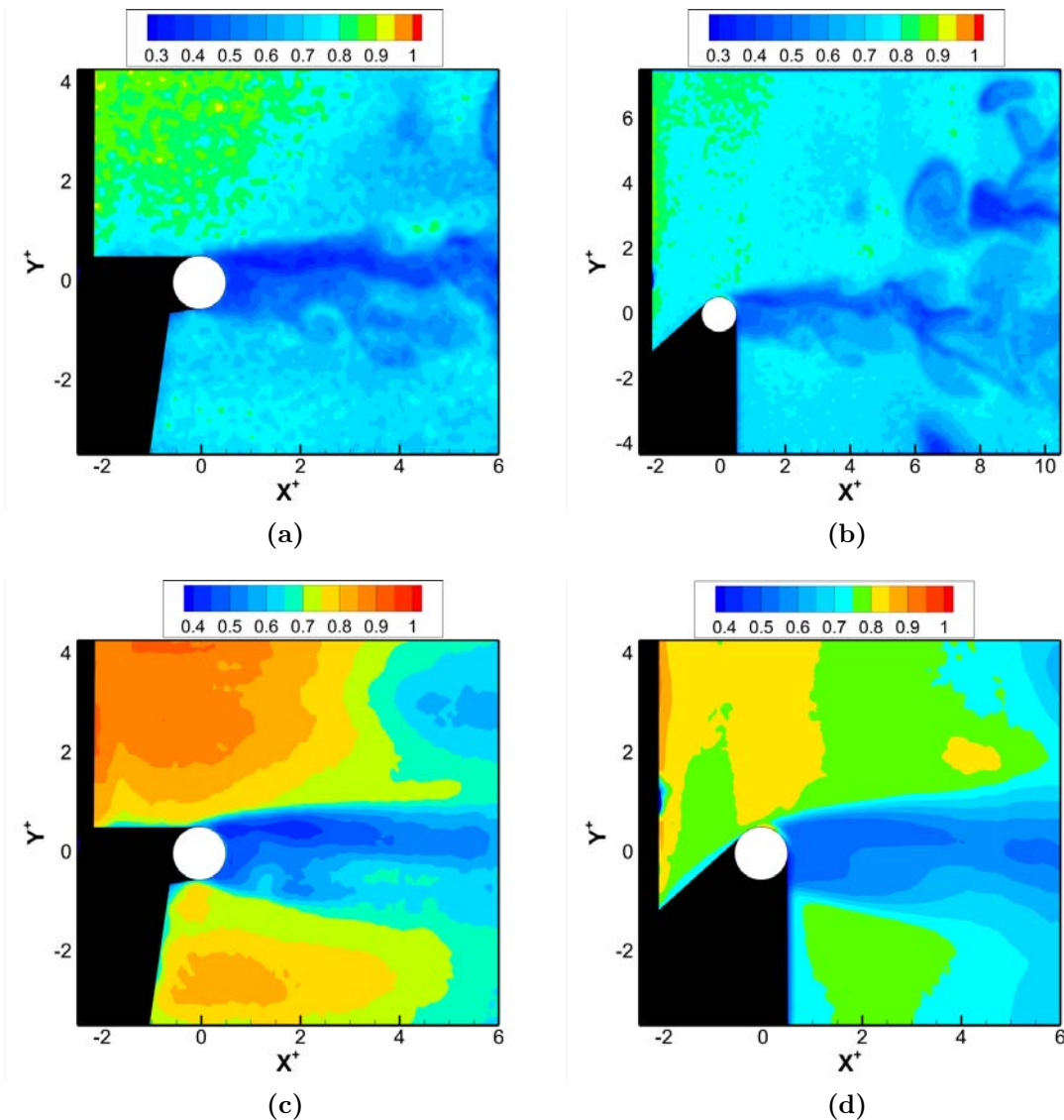
Le processus de filtrage est similaire à celui déterminé dans le chapitre précédent : un filtrage médian est d'abord appliqué avec une taille de fenêtre de  $5 \times 5$  pixels puis un filtrage adaptatif (implantation du code *wiener2* dans Matlab) avec une fenêtre de  $11 \times 11$  pixels. Les filtres sont appliqués sur les images instantanées (figures 162a et 162b), dont la valeur moyenne est ensuite déduite (figures 162c et 162d). Au préalable, le niveau de bruit est estimé par le calcul de  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$  dans la zone de température homogène et constante située au-dessus du barreau. Les écarts-types sont comparés aux valeurs avant filtrage dans le tableau 13.

	Image brute		Image corrigée		Image filtrée	
	266 nm	308 nm	266 nm	308 nm	266 nm	308 nm
$\sigma_{Moy}^*$	0.04	0.03	0.04	0.007	0.01	0.002
$\sigma_{Insta200}^*$	0.14	0.07	0.14	0.06	0.03	0.01

**Table 13** - Valeurs de  $\sigma_{Insta200}^*$  et  $\sigma_{Moy}^*$ , bruts, après correction et après filtrage.

On constate ainsi que le filtrage permet d'obtenir une variation pixel-à-pixel très faible, de l'ordre de 1% sur les images moyennes à 266 nm (0.2 % à 308 nm) et 3% sur les images instantanées (1 % à 308 nm). Sans filtrages, l'image instantanée à 266 nm présente une valeur de  $\sigma_{Insta200}^*$  autour de 14 %. L'impossibilité de procéder aux corrections instantanées des structures de fluctuations spatiales d'énergie LASER (contrairement à l'étalonnage) en est vraisemblablement la cause. Les images filtrées instantanées et moyennes sont représentées sur la figure 162.



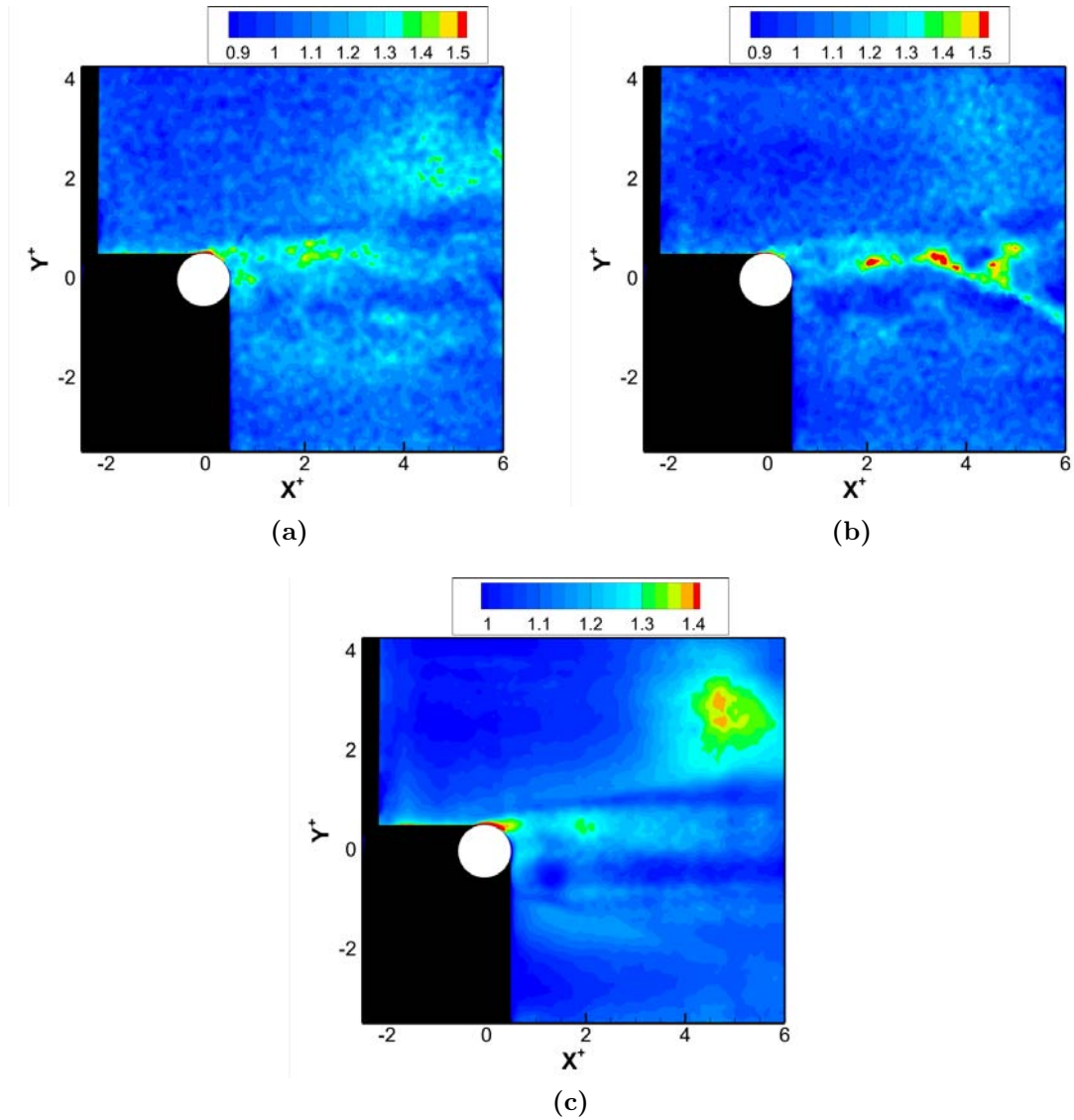


**Figure 162** - (a) et (b) : Images instantanées à 266 et 308 nm, après filtrage. Figures (c) et (d) : Images moyennes à 266 et 308 nm, après filtrage.

Les structures de sillage derrière le barreau apparaissent clairement et la quantité de bruit dans les zones homogènes est significativement réduite. On notera toutefois des zones d'intensité trop élevées à 266 nm (en vert sur les images), qui correspondent à une correction en fonction de la distribution spatiale d'énergie inadéquate. On peut d'ores et déjà estimer que dans ces zones, lors de la conversion en température, celle-ci sera surestimée. La prochaine étape, qui consiste justement à réaliser cette opération et à estimer la précision de mesure, va permettre de s'en assurer.

La conversion en température des images de PLIF s'effectue en deux étapes : on calcule le ratio des images aux deux longueurs d'onde puis on utilise une courbe d'étalonnage pour obtenir le champ de température. Pour la première étape, les images instantanées obtenues à 308 nm sont divisées par celles à 266 nm, puis chaque image résultante est normalisée par la valeur moyenne mesurée dans l'écoulement à 22 °C de manière à obtenir

un signal égal à 1 pour 22 °C et croissant avec la température (figure 26 page 32). Le calcul de l'image de ratio moyenne est ensuite réalisé à partir des images instantanées. Deux distributions instantanées de température ainsi que la distribution des températures moyennes sont représentées sur la figure 163.



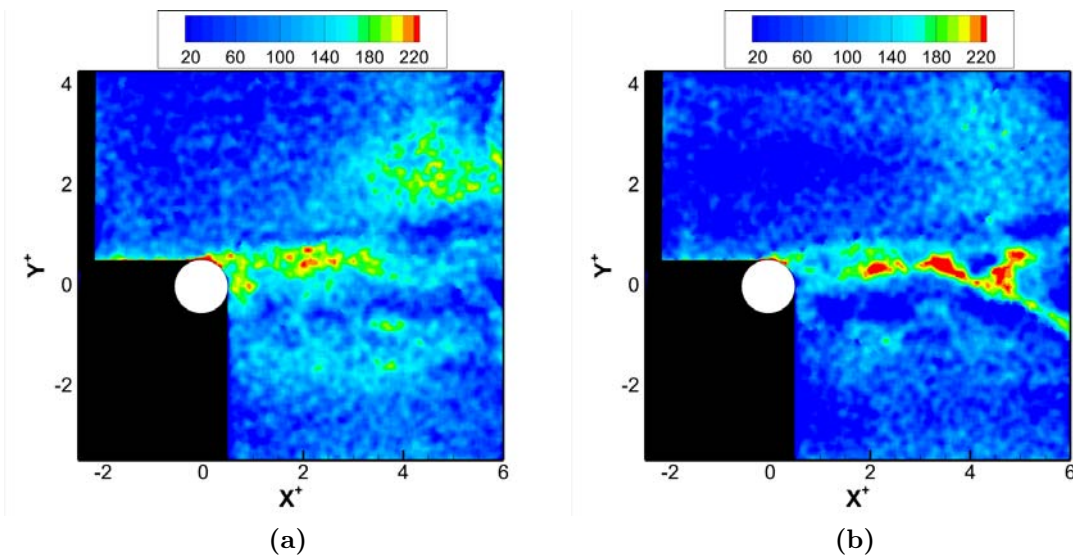
**Figure 163** - Ratio d'images instantanées successives ((a), (b)) et image moyenne résultante (c).

Si les structures convectives de l'écoulement se distinguent sur les images instantanées (signal plus important que le reste de l'écoulement), elles ont toutefois perdu en netteté par rapport aux images d'origine à une seule longueur d'onde : la figure 163a est ainsi le ratio obtenu avec les images instantanées présentées plus haut sur la figure 162. En terme de niveau de bruit, celui-ci est également plus élevé que dans le cas des images à une seule longueur d'onde, et ce malgré le filtrage : comme montré pour l'étalonnage, la division des deux images provoque une augmentation de la variation de signal pixel à pixel. On remarque que des structures liées aux profils énergétiques des nappes LASER



sont visibles sur l'image moyenne, preuve que la correction n'est pas adéquate malgré les précautions prises.

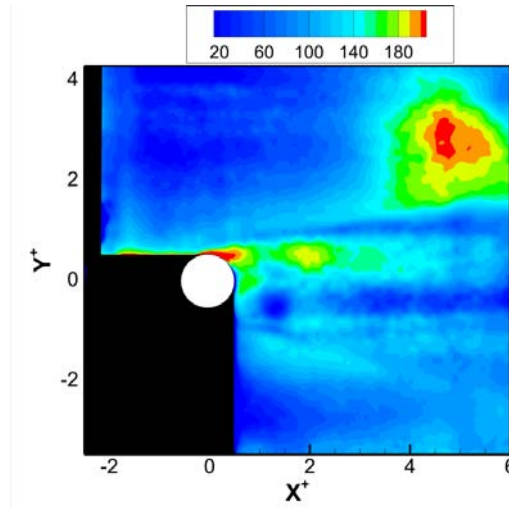
Le fait de pouvoir distinguer des variations dans les images moyennes et instantanées dans des zones de température homogène implique d'ores et déjà un biais certain lors de la conversion en température. Il a été montré dans le chapitre 1 qu'en ayant recours aux longueurs d'ondes à 266 et 308 nm, la courbe de ratio correspondante (figure 26) présente une pente très faible en fonction de la température, caractéristique d'une variation très importante de la température estimée pour toute variation du signal autour de la valeur unitaire. Dans notre cas, cette variation est beaucoup trop importante pour que les variations de température liées au bruit soient négligeables. Ce constat est confirmé par la conversion en température des images présentées figure 163. L'étalonnage détaillé dans le chapitre 3 présente une dispersion trop grande pour espérer obtenir un courbe corrélant température et signal avec précision. **La solution alors retenue a consisté à employer les courbes de la littérature, en particulier celle obtenue par Thurber.** Se faisant, la conversion en température était possible après avoir normalisé les images de ratio par rapport au signal à 22 °C. La courbe de calibration de Thurber, présentée sur la figure 26 page 32, est inversée tandis qu'une équation polynomiale d'ordre 6 est corrélée avec les points expérimentaux. L'équation obtenue peut alors être appliquée aux pixels composant les images, pour obtenir les champs de température finaux. Les images instantanées présentées figures 164a et 164b en sont un exemple.



**Figure 164** - Images instantanées successives après conversion en température selon la courbe de Thurber *et al.* [19].

On constate immédiatement que le résultat n'est pas satisfaisant : directement au-dessus du cylindre chauffé ( $X^+ = -1, Y^+ = 4$ ), où la température est uniforme du fait de l'écoulement provenant de la veine d'essais, les températures présentent des variations comprises entre moins de 20 °C et plus de 100 °C. Les zones uniformément bleues correspondent à des températures inférieures à 22 °C (signal inférieur à l'unité), ce qui n'a pas

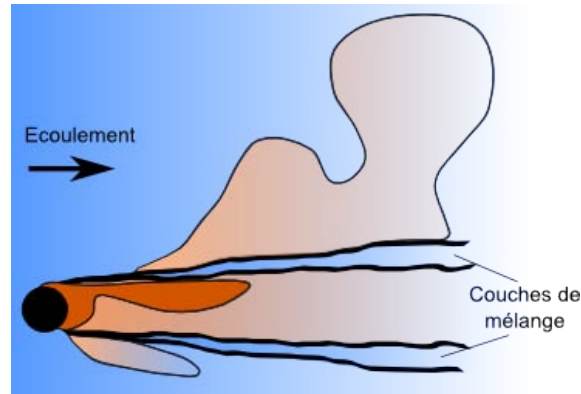
de sens physique dans le cas présent. On constate toutefois que les températures dans le sillage proche du cylindre ( $X^+ = 0.5$  à  $X^+ = 3$ ) sont cohérentes avec la température de surface de celui-ci, bien qu'une augmentation de température anormale soit visible à  $[X^+ = 2, Y^+ = 0.5]$ . Si l'aspect général de l'image permet d'estimer approximativement la position des structures chaudes et l'allure générale des champs de température instantanés, il faut reconnaître que l'appréciation est ici uniquement qualitative, l'accès aux températures précises se révélant impossible au regard des variations constatées dans les zones de température constante. La trop faible variation du signal obtenu par le ratio d'images de fluorescence à 266 et 308 nm dans la gamme de température concernée ne permet pas, malgré toutes les étapes correctives employées, d'obtenir un champ instantané de températures fiable. Toutefois, l'utilisation d'une image moyenne permet d'accroître le ratio signal-sur-bruit, tout en lissant considérablement les variations pixels à pixels liées au bruit du photo (confirmé par la valeur de  $\sigma_{Moy}^*$  bien plus faible que  $\sigma_{Insta200}^*$ ). En convertissant directement en température l'image moyenne rapportée sur la figure 163c, on obtient ainsi le champ de température moyen. Il est représenté sur la figure 165.



**Figure 165** - Image moyenne après conversion en température selon la courbe de Thurber *et al.* [19].

Les valeurs de température constatées sont ici nettement plus cohérentes, avec des températures de l'air de 140 à 180 °C dans le sillage du cylindre (entre  $X^+ = 1$  et  $Y^+ = 5$ ), avec une loi de décroissance en fonction de  $X^+$ . En proche paroi, des températures plus élevées sont visibles, avec un maximum compris entre 220 et 240 °C en  $[X^+ = 0, Y^+ = 0.5]$ . Par ailleurs, une dissymétrie des profils de températures de part et d'autre de  $Y^+ = 0$  est visible, en accord avec le régime de convection mixte. Des zones plus chaudes sont visibles au-dessus et dans le sillage direct supérieur du cylindre, à partir de  $X^+ = 4$  : elles semblent correspondre aux emplacements moyens des structures de convection naturelle ("mushrooms") qui se développent dans le sillage et montent par effet de flottabilité, en particulier en  $[X^+ = 5, Y^+ = 2, 5]$ , correspondant à des zones plus chaudes en moyenne que le reste de l'écoulement comme l'a observé Boiraud *et al.* [1]. Enfin, on remarque distinctement les couches de mélange de part et d'autre du cylindre, qui se traduisent par une température plus basse que l'intérieur du sillage.

Les échanges avec l'écoulement environnant y sont maximisés, d'où une décroissance en température plus rapide que pour l'intérieur du sillage. Des structures plus chaudes s'élevant du sillage, la zone située au-dessus de la couche de mélange supérieure apparaît également plus chaude. Un schéma récapitulatif de l'interprétation de cette image est visible sur la figure 166.



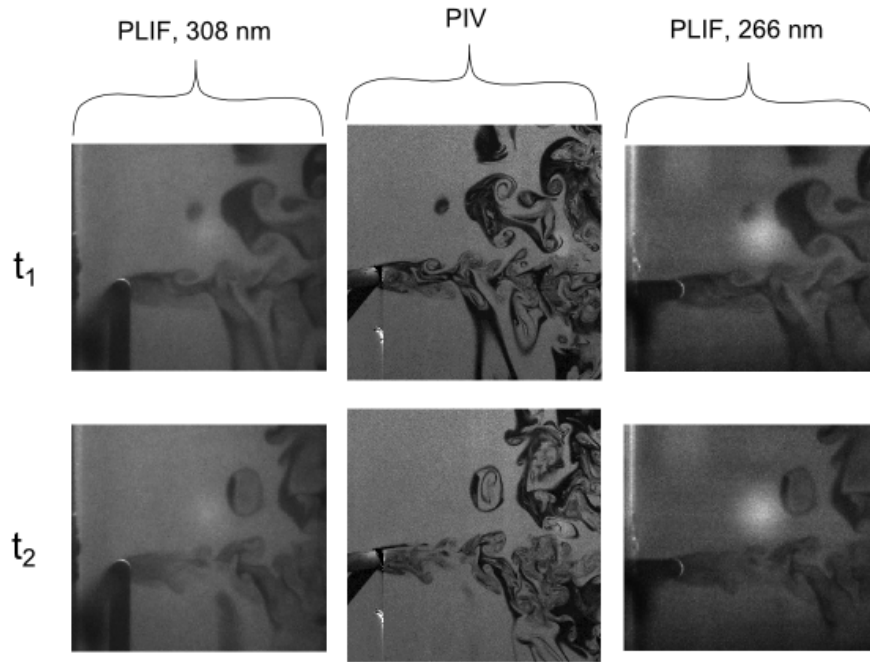
**Figure 166** - Schéma récapitulatif des structures observées en convection mixte, visibles sur l'image moyenne de PLIF après conversion en température.

Le champ moyen de température obtenu n'est toutefois pas exempt d'artefacts puisque des zones uniformément bleues sont également visibles, de même qu'une "tâche" froide apparaît derrière le cylindre en  $[X^+ = 1.5, Y^+ = -0.5]$ . Des inhomogénéités spatiales liées aux faisceaux LASER demeurent par-ailleurs visibles. Si les températures obtenues semblent cohérentes, il est évident que la trop grande sensibilité aux variations de signal du couple 266-308 nm a un impact considérable ici aussi sur les mesures de température, un écart de 0.05 dans le signal de ratio se traduisant par une précision de  $\pm 15^\circ\text{C}$  à  $22^\circ\text{C}$ , et  $\pm 24^\circ\text{C}$  à  $200^\circ\text{C}$ .

En conclusion de ces premiers résultats de champs de température moyens et instantanés, il faut admettre que la configuration actuelle ne permet pas d'obtenir les champs de température désirés. Le couple de longueurs d'ondes employé demeure trop sensible au bruit qui reste élevé malgré toutes les corrections employées, et c'est malgré tous les efforts de correction apportés.

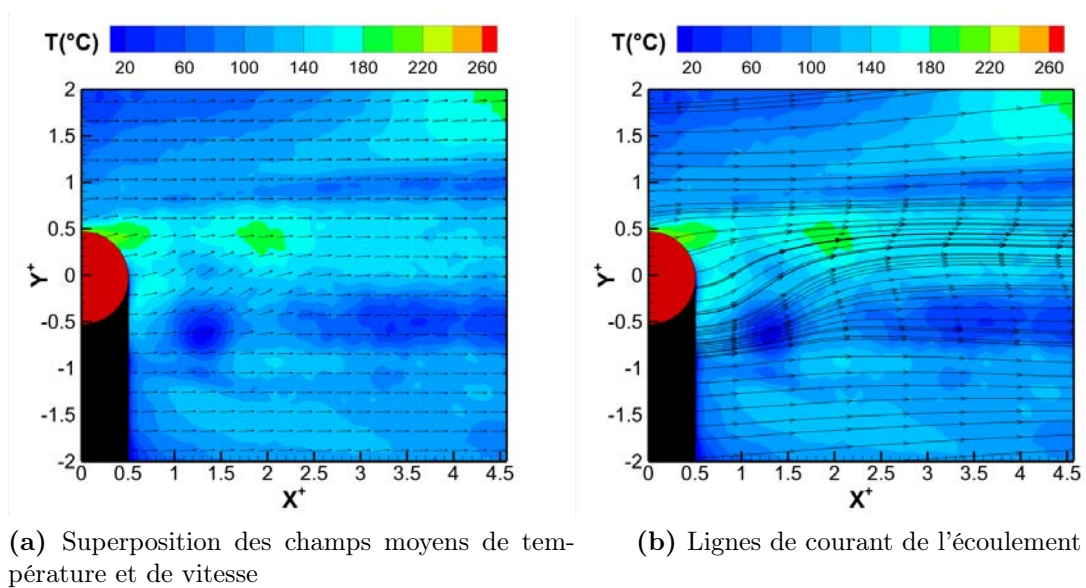
### 4.3 Résultats couplés PLIF-PIV

Le couplage PLIF-PIV n'est de fait pas pertinent d'un point de vue instantané du fait des champs de température instantanés trop bruités. Toutefois, les mesures PIV et PLIF ont été réalisées simultanément (figure 167) et les champs moyens respectifs de température et vitesse peuvent être comparés. Pour se faire, le champ de température moyen est superposé aux vecteurs vitesse obtenus par PIV. Pour rappel, la PIV est réalisée par une inter-corrélation en plusieurs passes avec une superposition de 50%. La taille de fenêtre d'analyse est de  $32 \times 32$  pixels. La matrice obtenue est composée de  $63 \times 63$  vecteurs. Comme détaillé plus haut, le champ de température est imparfait, particulièrement dès lors que l'on s'éloigne du sillage directement situé derrière le cylindre chauffé.

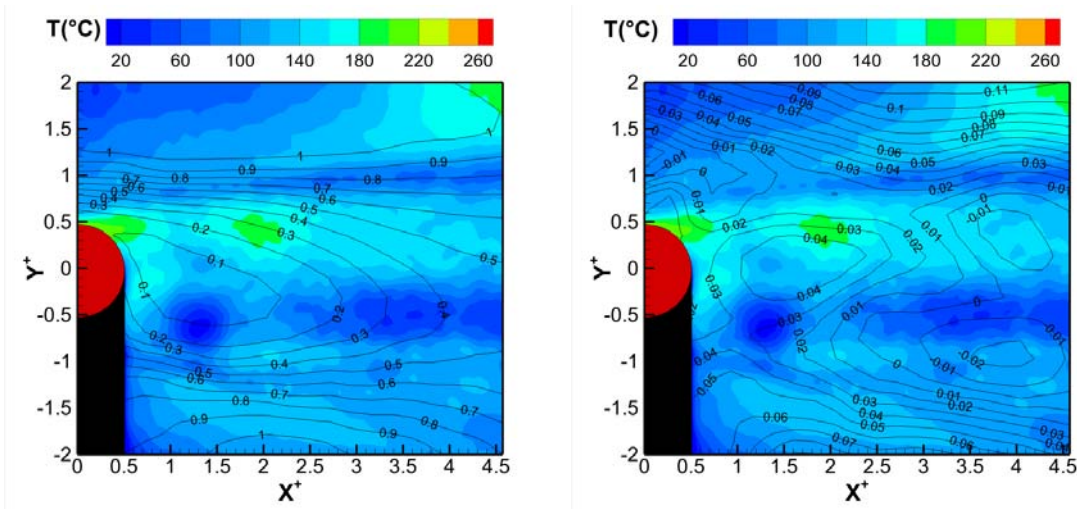


**Figure 167** - Images brutes simultanées de PIV et de PLIF à 266 et 308 nm, à deux instants consécutifs ( $t_2=t_1+0.2$  s)

Pour la suite, les champs et les profils extraits se limiteront à la zone  $Y^+ = [-2; +2]$  et  $X^+ = [-0.5; 4.5]$ . Ce champ réduit est représenté figure 168 (superposition champ de température moyenne/vecteurs vitesse moyens) et figure 169 (superposition champ de température moyen/isocontours U et V).



**Figure 168** - Zoom sur le champ  $X^+ = [-0.5; 4.55]$ ,  $Y^+ = [-2; +2]$ . E



(a) Champ moyen de température et isocontours de vitesse longitudinale  $U$  (b) Champ moyen de température et isocontours de vitesse transversale  $V$

**Figure 169** - Zoom sur le champ  $Y^+ = [-2; +2], X^+ = [-0.5; 4.55]$ . En haut à gauche, superposition du champ moyen de températures et du champ de vitesse moyen. En haut à droite, idem avec les lignes de courant de l'écoulement. En bas, à gauche : champ moyen de températures et isocontours de la vitesse longitudinale  $U$ . En bas à droite : champ moyen de températures et isocontours de la vitesse transversale  $V$ .

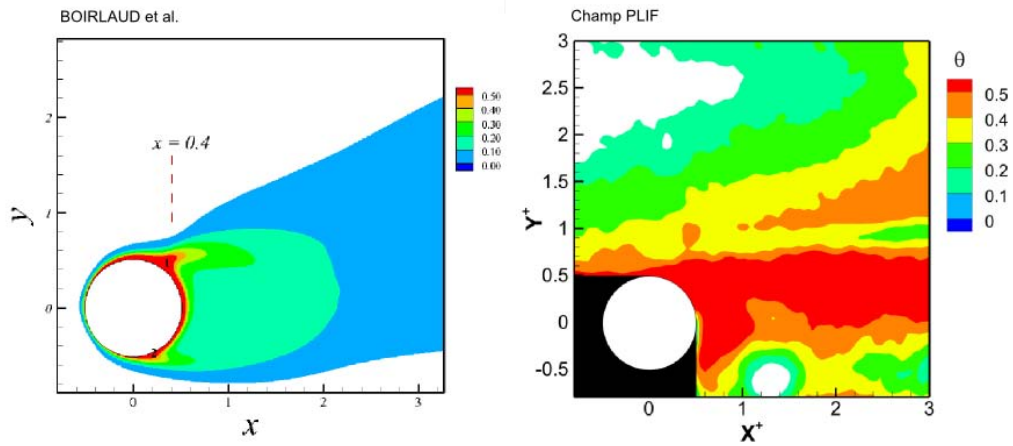
L'accord entre le champ de températures et le champ de vitesses est satisfaisant. La dissymétrie caractéristique de la convection mixte est visible (figure 168b), avec les lignes de courant qui mettent en valeur la déviation du sillage vers le haut. Celles-ci sont par ailleurs très bien corrélées avec la répartition de température dans le sillage du cylindre. En particulier, au culot du cylindre, les vecteurs situés en  $X^+ = [0.5 - 2]$  présentent une composante transversale  $V$  importante, correspondante aux températures plus élevées dans cette zone, d'où des effets de flottabilité plus importants. Cette zone située au culot du cylindre est clairement identifiée par les isocontours de la vitesse longitudinale  $U$  (figure 169a), avec les valeurs les plus faibles de  $U$  situées directement derrière le cylindre. Comme attendu, dans la zone située entre  $0.5 < X^+ < 2$ , la vitesse  $U$  est inférieure à  $0.1 \text{ m/s}$ , et croît progressivement dès lors que l'on s'éloigne de l'axe du sillage  $Y^+ = 0$ , pour atteindre la vitesse débitante en  $Y^+ = 1.5$ . Toutefois, sous le sillage, elle n'augmente pas aussi vite et on ne retrouve la vitesse débitante qu'au-delà de  $Y^+ = -2$ . De même, dans la zone située au culot du cylindre, les vitesses sont très faibles (figures 169a et 169b), de l'ordre de 10 % de la vitesse débitante. Si jusque-là les résultats obtenus étaient en accord avec ceux de Boirlaud *et al.* [1], ici ils ne sont plus en concordance dans la mesure où aucune zone de survitesse n'a été identifiée sous le cylindre. Le nombre de Richardson est ici de 0.047. Même si l'écoulement relève de la convection mixte, les effets de la pesanteur sont nécessairement moins importants que dans le cas étudié par Boirlaud *et al.* [1], où le nombre de Richardson est de 2.77. A  $Ri = 2.77$ , le sillage derrière le cylindre monte rapidement (dès  $X^+ = 2$ ) en s'élargissant. Ici, le sillage demeure quasi horizontal, encadré par les deux couches de mélange (en bleu foncé, car plus froides que l'intérieur du sillage), avec toutefois une légère inclinaison de la direction générale de l'écoulement au-dessus du sillage, vraisemblablement du fait des panaches chauds produits par le sillage. La température plus élevée dans la zone  $X^+ > 2, Y^+ > 1$  semble confirmer cette hypothèse.



D'un point de vue thermique, l'évaluation de la fiabilité du champ de température obtenu est difficile à estimer. Une cartographie thermique par thermocouple n'ayant pas pu être réalisée pour comparer les valeurs des températures, l'estimation des températures absolues mesurées par PLIF n'est pas directement possible. Toutefois, il est possible de comparer les champs obtenus à ceux de Boirlaud *et al.* [1]. En effet, même si le nombre de Richardson est différent, le sillage présente des similitudes importantes avec celui observé par Boirlaud *et al.* [1], au niveau de l'angle du sillage derrière le cylindre, des structures tourbillonnaires et convectives. Par ailleurs, les profils de vitesses selon  $X^+$  étudiés dans le chapitre 2 se sont révélés très proches.  $\Theta$  est ainsi définie par :

$$\Theta = \frac{T - T_{Amb}}{T_{Paroi} - T_{Amb}} \quad (37)$$

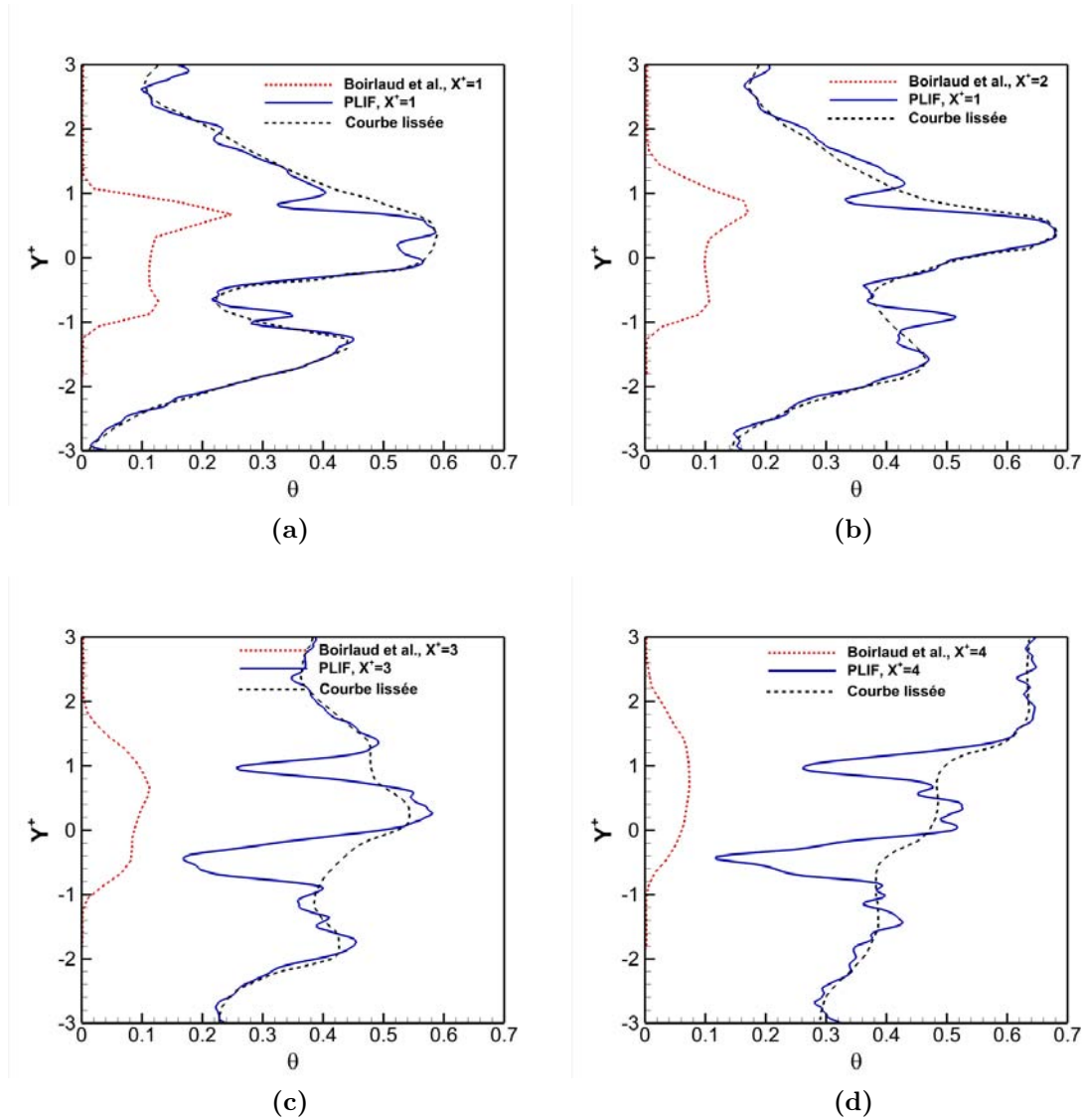
Les deux cartographies sont comparées figure 170, en veillant à employer la même échelle.



**Figure 170** - Champs de température normalisée  $\Theta$  autour du cylindre, obtenus par Boirlaud *et al.*[1] (a) et par PLIF à 2 longueurs d'onde (b). Échelles similaires, température inférieure à 0.1 non-représentées.

On constate immédiatement que, bien que les structures soient similaires et que le comportement de la convection mixte soit clairement visible sur la cartographie par PLIF (zones rouge et orange), les grandeurs de  $\Theta$  sont très surestimées. Dans la cartographie de référence, la température maximale du fluide ne dépasse pas  $\Theta = 0.5$ , même en très proche paroi. Tandis que dans notre cas,  $\Theta$  est supérieur à 0.5 dans la quasi-totalité du sillage (et dépasse même 0.8 en  $[X^+ = 0.5; Y^+ = 0.5]$ ). Les zones où  $\Theta$  est inférieure à 0.1 dans le champ de PLIF sont minimales et devraient selon toute logique être au moins aussi présentes que dans le cas de référence. Bien que les nombres de Richardson soient très différents, dans la mesure où dans notre cas le régime est plus proche de la convection forcée, la répartition de température ici constatée n'est pas cohérente vis-à-vis des mesures réalisées par Boirlaud *et al.* [1]. Au regard des erreurs induites par la conversion en température détaillée plus haut, il est vraisemblable d'assumer à priori que les champs de température obtenus par PLIF ne doivent être considérés, dans l'état actuel de nos travaux, que d'un point de vue qualitatif. Les profils extraits à différentes distances  $X^+$  du cylindre et comparés aux mesures similaires de Boirlaud dans le sillage

permettent de confirmer cette constatation. Comme le montrent les figures 171a à 171d, les profils de températures extraits présentent une "allure" semblable à celle des différents profils extraits aux mêmes coordonnées par Boiraud *et al.* [1]. Concernant les valeurs absolues des températures, elles sont effectivement surestimées. Par ailleurs, la décroissance selon  $X^+$  n'est pas vraiment en accord avec les travaux de Boiraud : on constate une augmentation de  $\Theta_{Max}$  pour  $X^+ = 2$  par rapport à  $X^+ = 1$ . Enfin, à partir de  $X^+ = 4$ , le comportement de la température n'est plus en accord avec les profils de températures attendus. Ces résultats, couplés aux profils de température fluctuante  $\Theta_{RMS}$  (en annexe A.3) confirment que malgré tous les correctifs et filtrages appliqués, la mesure précise de champs de température moyenne et plus encore instantané demeurent hors de portée dans la configuration actuelle (énergie LASER, taille du champ et gamme de températures).



**Figure 171** - Profils de température normalisée ( $\Theta$ ) en  $X^+ = [1; 2; 3; 4]$  obtenus par PLIF et comparés aux profils similaires de Boiraud *et al.*[1].

## 4.4 Conclusions sur la mesure PLIF-2 $\lambda$ et le couplage avec la PIV

Les travaux menés dans le présent manuscrit ont montré qu'il était tout à fait envisageable techniquement de réaliser des mesures simultanées de champs de température et de champs de vitesse en utilisant simultanément la PLIF (à une ou deux longueurs d'onde) et la PIV. Si les résultats de champs de température instantanée et moyenne ne sont pas ceux escomptés, ces travaux ont toutefois permis de déterminer l'ensemble des processus correctifs à appliquer dans l'idéal, et de déterminer lesquels ont une influence prépondérante dans la précision de la mesure. Ainsi, s'il est nécessaire de réaliser toutes les étapes dans le cadre d'un étalonnage (correction selon la non-linéarité en réponse des caméras, selon la variation tir à tir de l'énergie LASER, soustraction des sources de bruit liées au background et à la caméra, correction selon la concentration, l'énergie LASER moyenne et selon la distribution spatiale d'énergie LASER), dans le cas d'une mesure permettant d'avoir accès à une référence (température et concentration de référence) sur chaque image, certaines étapes correctives peuvent être éliminées (correction de la variation d'énergie LASER tir-à-tir et selon la concentration et l'énergie LASER moyenne).

Une autre conclusion qui s'est imposée au travers des essais réalisés est la sensibilité du dispositif au bruit du photon. Le faible niveau de signal, lié à la faible efficacité quantique de fluorescence de l'acétone, s'ajoute dans notre cas à un champ d'étude relativement grand et à une énergie LASER moyenne trop faible (dans le cas du Nd-YAG à 266 nm). De fait, le ratio signal-sur-bruit est relativement faible, ce qui se traduit par une variation de signal pixel-à-pixel liée au bruit trop importante (variation encore plus importante sur les images instantanées), du même ordre de grandeur que la variation de signal que l'on cherche à mesurer pour déterminer la variation de température. Ceci provoque des erreurs considérables de mesure de la température (entre 20 et 100 °C selon la température et la longueur d'onde). La solution proposée consiste à filtrer les images obtenues après corrections, pour réduire au maximum le bruit tout en conservant autant que possible les détails des structures de l'écoulement. Plusieurs techniques ont été proposées et comparées, pour finalement retenir un compromis entre deux méthodes de filtrage, à savoir un premier filtre médian (utilisant une fenêtre d'interrogation de  $5 \times 5$  pixels) suivi d'un filtre adaptatif ayant la particularité de préserver les contours (fenêtre d'interrogation de  $11 \times 11$ ). Après cette étape, les images obtenues à une seule longueur d'onde s'avèrent très satisfaisantes en terme de niveau de bruit et permettent, dans le cas d'une conversion en température (à une seule longueur d'onde) de prétendre à une précision de l'ordre de  $\pm 3$  °C pour un écoulement à 120 °C à 266 et 308 nm. Toutefois, l'application à deux longueurs d'onde s'est révélée considérablement moins satisfaisante.

Un autre constat de la PLIF à deux longueurs d'onde est que le calcul du ratio (division d'une image à une longueur d'onde par la seconde) nécessaire à la conversion en température est la source des erreurs considérables constatées. L'image résultante ne peut être aussi bonne que la moins satisfaisante des deux images employées (niveau de bruit, correction de la distribution spatiale d'énergie LASER, ombres...). Dans le cas présent, la qualité de l'image obtenue à 266 nm est nettement inférieure à celle à 308 nm. L'image de ratio présente des gradients dans des zones normalement homogènes en température et des artefacts (zone froide incohérente dans le sillage). Ces défauts se traduisent lors de la conversion en température par des températures aberrantes dans l'image finale.



En effet, la courbe de conversion du couple de longueur d'onde 266/308 nm présente une pente relativement faible, pour laquelle une variation de signal faible se traduit par une importante variation de température.

La comparaison des champs de température obtenus (instantanés et moyens) avec la littérature et en particulier les travaux précédents de Boirlaud *et al.* [1] dans une configuration similaire ont permis de valider le fait que, dans la configuration actuelle, les champs obtenus ne le sont qu'à titre qualitatif, les valeurs obtenues restant trop imprécises et surestimées du fait du bruit et d'une image à 266 nm improprement corrigée.

A la lumière de ces résultats, il semble clair qu'avec un matériel différent, les résultats auraient pu s'avérer plus satisfaisants. En particulier, en choisissant un autre couple de longueurs d'onde, à des énergies supérieures, la sensibilité de la conversion en température au bruit aurait été moindre, d'où une précision plus importante.

A l'avenir, il serait idéal de pouvoir définir en prévision d'un montage à réaliser les paramètres idéaux pour une mesure PLIF à deux longueurs d'onde. A savoir, longueurs d'onde, énergie, taille du champ, voire réglages caméras. En simulant en amont la fluorescence et le signal obtenu en conséquence, il serait ainsi possible d'estimer la précision attendue et estimer si le matériel à disposition est satisfaisant pour les exigences de la mesure. C'est le propos du prochain et dernier chapitre de ce manuscrit, qui s'attache à simuler le signal de fluorescence en fonction des différents paramètres influant sur son intensité, pour déterminer les critères idéaux pour plusieurs expériences type.

# Chapitre 5

## Modélisation de la physique de la fluorescence de l'acétone: application à la détermination des paramètres expérimentaux optimaux de la mesure de température

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Objectifs et démarche de modélisation . . . . .</b>	<b>174</b>
<b>5.2</b>	<b>Modélisation de la fluorescence de l'acétone et prise en compte de la réponse caméra . . . . .</b>	<b>175</b>
5.2.1	Simulation des signaux de fluorescence . . . . .	177
5.2.2	Modélisation de la réponse des caméras . . . . .	180
5.2.2.1	Caractérisation du bruit du photon . . . . .	180
5.2.2.2	Génération du bruit du photon sur les images simulées	180
<b>5.3</b>	<b>Application du modèle à un écoulement virtuel . . . . .</b>	<b>186</b>
5.3.1	Simulation de l'écoulement homogène . . . . .	187
5.3.1.1	Caractérisation des images et des critères de simulation	187
5.3.1.2	Conclusion sur le choix des longueurs d'onde . . . .	192
5.3.2	Simulation instationnaire d'un écoulement autour d'un barreau chauffé . . . . .	193
5.3.2.1	Description de l'écoulement simulé . . . . .	193
5.3.2.2	Images instantanées . . . . .	196
5.3.2.3	Images moyennes . . . . .	202
5.3.2.4	Influence de la concentration sur l'erreur des températures mesurées . . . . .	206
<b>5.4</b>	<b>Conclusion sur la simulation de la fluorescence . . . . .</b>	<b>207</b>

---

## 5.1 Objectifs et démarche de modélisation

Pour modéliser l'interaction rayonnement-matière responsable de la fluorescence, un modèle rendant compte des différents comportements de celle-ci en fonction des paramètres du milieu (pression, température, énergie LASER excitatrice ou encore composition du mélange gazeux) est nécessaire. Des modèles existent pour la plupart des produits de réaction chimique fluorescents (OH, NO) ainsi que pour les traceursensemencés comme le pentanone, le toluène ou l'acétone qui nous intéresse ici. A notre connaissance, la fluorescence de l'acétone n'a été modélisée finement que par deux modèles, proposés respectivement par Thurber *et al.* [19] et par Bresson *et al.* [20]. D'autres modèles ont également été proposés antérieurement pour expliquer les comportements de la fluorescence de l'acétone avec un ou plusieurs paramètres [68, 69, 70, 71] mais sans toutefois parvenir à une description complète. Le premier se distingue du second par l'approche employée : alors que le modèle de Thurber se concentre sur la modélisation des variations de rapport de signaux de fluorescence (signaux normalisés par la fluorescence à la température de référence de 22 °C), le modèle de Bresson estime la quantité de photons émis, ce qui permet d'obtenir des niveaux de fluorescence simulés indépendants d'une température de référence, avec la seule connaissance des paramètres expérimentaux. Toutefois, cette simulation s'avère plus complexe à mettre en œuvre et coûteuse en temps de calcul. La modélisation développée par Thurber repose en effet sur la modélisation d'une seule molécule dans un état standard là où Bresson s'attache à modéliser la distribution des états des molécules d'acétone. D'un point de vue théorique, cette modélisation est physiquement plus précise que celle proposée par Thurber *et al.* [19]. En particulier, les résultats obtenus sont plus proches des résultats expérimentaux aux hautes et basses énergies d'excitation, aux hautes et très basses pressions, et rend compte des effets d'extinction ("quenching") induits par la présence d'oxygène dans l'écoulement. Le modèle de Thurber modélise toutefois de façon très satisfaisante le comportement de la fluorescence en fonction des paramètres expérimentaux, ne présentant un écart par rapport aux travaux de Bresson que dans les situations extrêmes décrites plus haut. Ainsi, au regard des expériences réalisées par Thurber et dans les gammes de pression, énergie, longueurs d'onde, gamme de température et composition des gaz, les résultats du modèle étaient en très bon accord avec ses résultats expérimentaux. Les présents travaux sont également réalisés dans des conditions "standard", pour lesquelles le modèle développé par Thurber présente des résultats satisfaisants. La modélisation de la fluorescence sera par la suite basée sur le modèle de Thurber.

Ce chapitre dédié à la simulation de la fluorescence et des caméras se divise en trois parties :

- Simulation de la fluorescence à l'aide du modèle de Thurber et réalisation d'un modèle du bruit de la caméra (bruit du photon). L'objectif consiste à obtenir des images simulées représentatives des images expérimentales, similaires en terme de niveaux de fluorescence et bruit à longueur d'onde, énergie LASER et gain caméra équivalents.
- Détermination des paramètres prépondérants et choix des couples de longueur d'onde les plus appropriés. Un écoulement virtuel de concentration homogène de température variable est utilisé pour simuler l'influence des différents paramètres et conclure quant aux paramètres optimaux dans le cas étudié (écoulement sur un cylindre chauffé à moins de 350 °C).

- Estimation de la précision de la PLIF-2 $\lambda$  dans ce cas. La fluorescence d'un écoulement virtuel autour d'un cylindre chauffé (350 °C) est simulée, dans les cas de la convection mixte et forcée. La précision sur la mesure de température est estimée et les profils instantanés et moyens comparés à la simulation.

## 5.2 Modélisation de la fluorescence de l'acétone et prise en compte de la réponse caméra

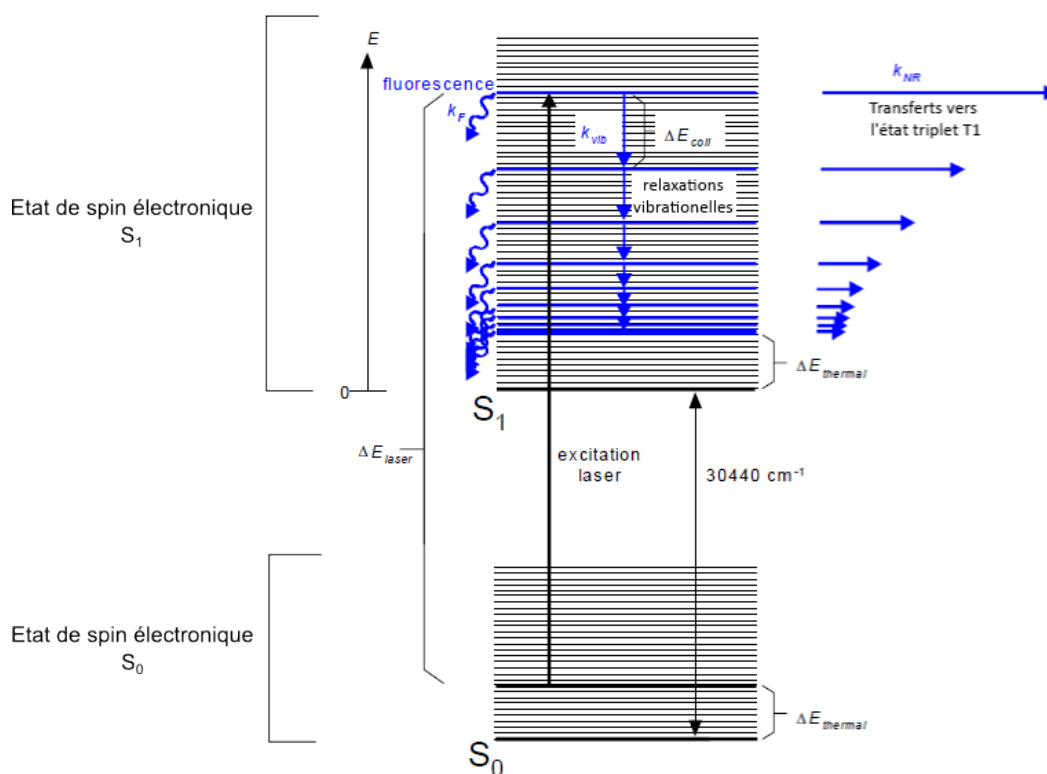
Le modèle de fluorescence par transitions successives ("multistep decay") est celui choisi par Thurber pour rendre compte des comportements observés de la fluorescence de l'acétone en fonction de la température, du milieu, de l'énergie LASER et de la concentration. Dans ce modèle, la fluorescence correspond à la désexcitation par émission de photons de la molécule à un niveau d'énergie inférieur  $S_0$  après excitation par le LASER à un niveau d'énergie  $S_1$ . Toutefois, toutes les molécules excitées ne vont pas fluorescer, car plusieurs phénomènes de désexcitation entrent en compétition : l'émission de photons (fluorescence), les relaxations vibrationnelles au sein de  $S_1$ , le "quenching", la dissociation de la molécule d'acétone et enfin la transition vers l'état triplet  $T_1$ , d'où la molécule va phosphorescer par désexcitation vers  $S_0$ . Ces différents mécanismes, détaillés dans la partie 1.2.1 du premier chapitre, n'interviennent pour certains que dans une très faible mesure dans la désexcitation des molécules, en particulier dans des conditions standard comme celles rencontrées ici (0-2 bars, températures inférieures à la température de photolyse de l'acétone, présence d'oxygène).

En pratique, la fluorescence dans notre cas peut être modélisée par la compétition de trois mécanismes : la fluorescence, les relaxations vibrationnelles et la transition vers l'état triplet  $T_1$ . La figure 172 récapitule et schématise ces trois principaux mécanismes décrivant la désexcitation de l'acétone. Comme on l'observe sur cette représentation des mécanismes, la fluorescence peut se produire depuis le plus haut niveau d'énergie au sein de  $S_1$ , ou après une relaxation vibrationnelle au sein de celui-ci. On constate figure 172 la présence de 3 coefficients reliés aux transitions :  $k_F$  pour la fluorescence,  $k_{vib}$  pour les relaxations vibrationnelles au sein de  $S_1$ , et enfin  $k_{N/R}$  pour le transfert vers l'état triplet  $T_1$  (N/R faisant référence à "non-radiatif", qui est le cas de ce mécanisme de désexcitation). Pour les 3 transitions, le coefficient  $k$  est proportionnel à une fréquence de transition. Ces 3 coefficients, correctement ajustés aux données expérimentales et sommés sur l'ensemble des N niveaux vibrationnels de la molécule, permettent ensuite d'estimer le rendement de fluorescence  $\Phi$  (expression 38).

$$\Phi = \frac{k_F}{k_F + k_{vib} + k_{N/R,1}} + \sum_{i=2}^{N-1} \left( \frac{k_F}{k_F + k_{vib} + k_{N/R,i}} \prod_{j=1}^{i-1} \left[ \frac{k_{vib}}{k_F + k_{vib} + k_{N/R,j}} \right] \right) + \frac{k_F}{k_F + k_{vib} + k_{N/R,N}} \prod_{j=1}^{N-1} \left[ \frac{k_{vib}}{k_F + k_{vib} + k_{N/R,j}} \right] \quad (38)$$

avec  $i = 1$  à  $N$  les états vibrationnels dans l'état excité  $S_1$ ,  $N$  étant le dernier état suffisamment proche de l'état "thermalisé", à partir duquel la molécule retourne à l'état initial  $S_0$  par fluorescence ou via une relaxation non-radiative vers l'état triplet.

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE



**Figure 172** - Représentation de la discrétisation énergétique des molécules d'acétone et de leur principaux modes de désexcitation [19].

L'expression 38 peut se comprendre de la façon suivante : le premier terme correspond à la contribution à la fluorescence de l'état vibrationnel  $E$  de départ (après excitation). C'est la probabilité qu'il y ait fluorescence depuis l'état  $E$  plutôt qu'une autre relaxation, représentée par le ratio de  $k_F$  sur la somme des 3 coefficients ( $k_{vib}$ ,  $k_F$  et  $k_{N/R}$ ). Le dernier terme correspond à la contribution du niveau thermalisé, tandis que le second terme représente la somme des contributions des niveaux intermédiaires. Le produit correspond quant à lui à la probabilité que la molécule parvienne à l'état vibrationnel en question avant tout transfert vers l'état triplet. Ainsi, au-delà du premier état vibrationnel  $E$ , la contribution de la fluorescence correspond au produit de la probabilité de fluorescence par rapport aux autres relaxations, par la probabilité d'être parvenu à ce niveau vibrationnel sans transfert vers l'état triplet. On notera que  $k_{N/R}$  évolue à chaque nouvel état vibrationnel, les probabilités de transfert vers l'état triplet diminuant avec la désexcitation.

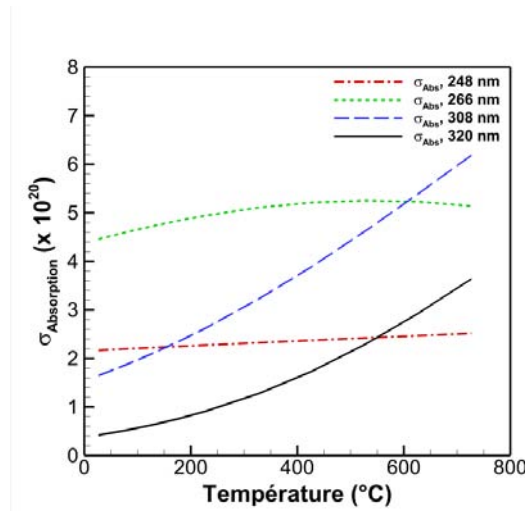
En cas de relaxation collisionnelle, il faut calculer l'énergie  $\Delta E_{coll}$  perdue par la molécule, pour savoir quand la molécule parvient à l'état thermalisé (et donc terminer le calcul du rendement de fluorescence  $\Phi$ ). Le modèle collisionnel, proposé par Hippler *et al.* [72], suppose que cette quantité d'énergie est linéairement proportionnelle à l'excès d'énergie par rapport au niveau thermalisé, à savoir  $E - \Delta E_{Thermal}$ , avec un coefficient de proportionnalité  $\alpha$ , soit  $\Delta E_{coll} = \alpha (E - \Delta E_{Thermal})$ .  $\Delta E_{Thermal}$  est quant à lui calculé en fonction de la température  $T$  en utilisant les données de fréquences vibrationnelles de Shimanouchi [73].

### 5.2.1 Simulation des signaux de fluorescence

A partir du calcul de  $\Phi$ , l'estimation du rayonnement de fluorescence mesuré par une caméra est obtenue en utilisant la formule suivante :

$$S_f = \frac{E}{hc/\lambda} \eta_{opt} dV_c \left[ \frac{\chi_{acetone} P}{kT} \right] \sigma(\lambda, T) \Phi \quad (39)$$

En connaissant la concentration en acétone ( $\frac{\chi_{acetone} P}{k}$ ), la longueur d'onde d'excitation LASER, les paramètres optiques de collection du rayonnement de fluorescence et la section efficace d'absorption ( $\sigma(\lambda, T)$ ), le signal  $S_f$  peut effectivement être déterminé par le calcul, la section efficace d'absorption dépendant de la température et de la longueur d'onde. A partir des mesures de  $\sigma(\lambda, T)$  réalisées par Thurber *et al.* [19], des équations régissant  $\sigma(\lambda, T)$  en fonction de la température pour chacune des 4 longueurs d'onde de LASER d'utilisation courante (248, 266, 308 et 320 nm) sont obtenues et présentées (figure 173).



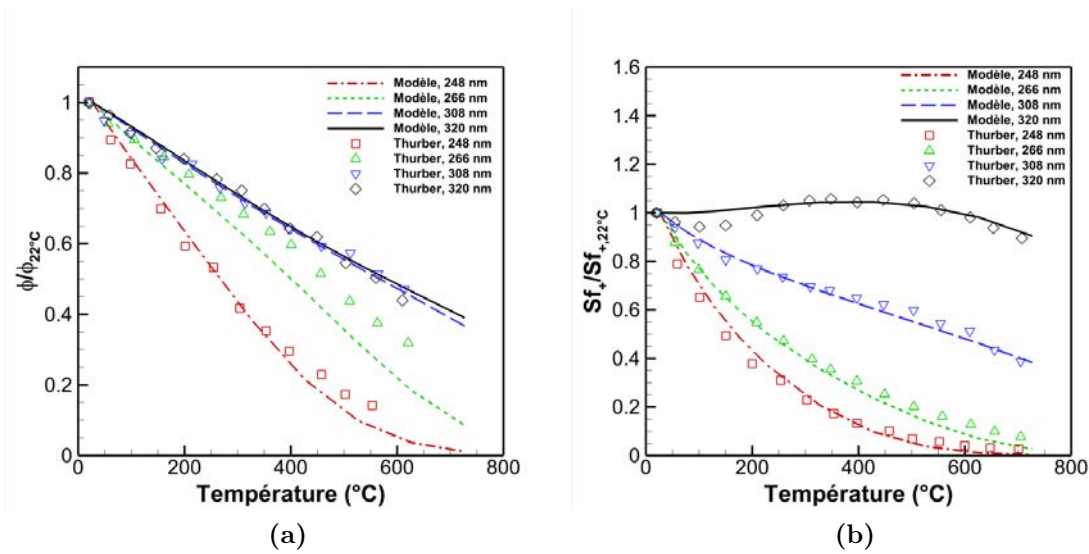
**Figure 173** - Evolution de la section efficace d'absorption de la molécule d'acétone en fonction de la longueur d'onde et de la température.

Dès lors, à partir d'une matrice contenant les informations locales de température et de concentration, il est possible de reconstituer la fluorescence théorique résultante. Le modèle de Thurber est transcrit en algorithme pour permettre la simulation du signal à partir d'une matrice contenant deux informations : les températures et les concentrations locales en acétone. Le code est rapporté en intégralité en Annexe A.4. Il comprend le calcul du rendement de fluorescence  $\Phi$ , des variations de la section efficace d'absorption  $\sigma(\lambda, T)$  en fonction de la température et de la longueur d'onde d'excitation  $\lambda$  ainsi que le calcul de la fluorescence  $S_f$ .

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE

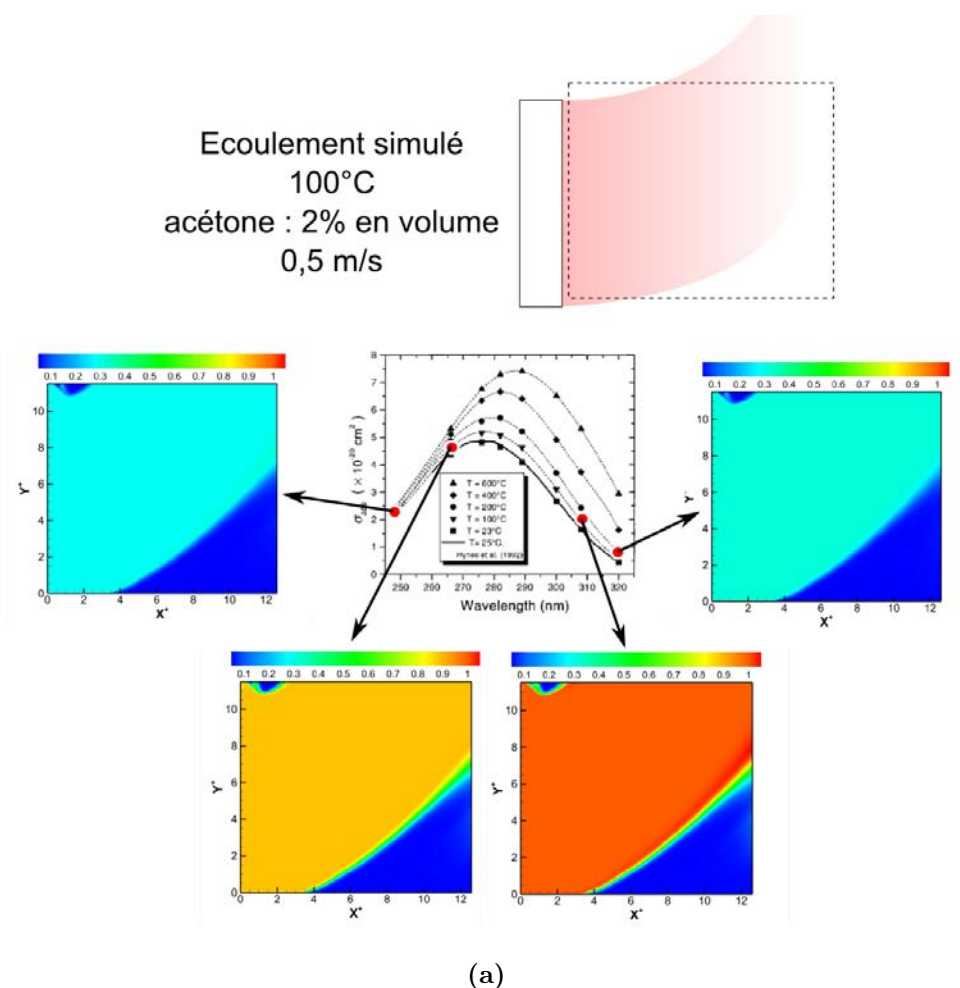
La fluorescence a été simulée à l'aide d'une matrice de taille identique à une image expérimentale qui présente une température uniforme (variable) et une concentration (également uniforme) fixée à 2 % en volume pour les 4 longueurs d'ondes 248, 266, 308 et 320 nm.

Les courbes obtenues par le modèle sont comparées aux mesures réalisées par Thurber *et al.* [19], mesures elles-mêmes en accord avec celles d'autres auteurs comme Bresson et Ghandi *et al.* [20, 17]. On obtient ainsi le rendement normalisé de fluorescence en fonction de la température (figure 174a) et le signal de fluorescence normalisé théorique pour chaque longueur d'onde (figure 174b).



**Figure 174 - (a) :** Comparaison entre le modèle du rendement de fluorescence  $\Phi$  et les mesures de Thurber. **(b) :** Comparaison entre le signal de fluorescence (normalisé) modélisé et les mesures de Thurber.

L'accord du modèle avec les mesures (rendement de la fluorescence et signaux théoriques) est satisfaisant pour toutes les longueurs d'ondes étudiées ainsi que sur l'ensemble de la gamme de température. Le modèle employé est celui considéré "low- $\alpha$ " par Thurber (valeur du coefficient employé pour calculer  $\Delta E_{coll}$ ) et qui correspond au meilleur accord dans le cas de l'air à une pression de 1 bar. La fluorescence simulée est ainsi représentative du comportement de la fluorescence réelle dans de l'air à la pression atmosphérique. On constate bien une décroissance de celle-ci en fonction de la température (figure 174b) et à température et énergie constantes, la fluorescence varie selon la longueur d'onde, en accord avec la courbe d'absorption de l'acétone. Ce comportement est visible sur les images figure 175.



**Figure 175** - Images de fluorescence simulée à partir d'un écoulement virtuel. Images obtenues à 248,266,308 et 320 nm. Jet à 100°C, 2% en volume d'acétone.

L'écoulement est simulé à 100 °C etensemencé en acétone (à 2 % en volume), à une vitesse de 0.5 m/s, d'où des effets de flottabilité importants. On constate un signal plus faible à 248 et 320 nm qu'à 266 et 308 nm, en accord avec la courbe d'absorption de l'acétone en fonction de la température et de la longueur d'onde. On est donc maintenant en mesure de générer des images de fluorescence théorique à partir de n'importe quel écoulement virtuel comprenant les informations de température et de concentration en acétone, et ce en fonction de la longueur d'onde et de l'énergie LASER.

Toutefois, on constate que les images présentées sur la figure 175 diffèrent des images obtenues expérimentalement par leur absence de bruit : elles sont la parfaite représentation (par fluorescence) de l'écoulement originalement simulé, là où les images expérimentales présentent un bruit élevé. Celui-ci demeure malgré tous les processus correctifs mis en place, comme démontré dans le chapitre précédent : il s'agit du bruit du photon et est directement lié à l'intensité de fluorescence et à la réponse des caméras à celui-ci. Pour obtenir des images simulées similaires aux images expérimentales, il est nécessaire de pouvoir simuler ce bruit également.



## 5.2.2 Modélisation de la réponse des caméras

La réponse des caméras iCCD employées dépend de plusieurs critères. L'intensité de fluorescence, évidemment, mais également l'angle de collection, le gain, la durée d'intégration et l'efficacité quantique de l'intensificateur. Tous ces paramètres influent directement sur la quantité de signal collecté et donc sur le bruit présent sur les images. Il est donc important de comprendre les différentes sources de celui-ci et comment les modéliser. Dussault *et al.* [42] ont étudié la simulation du bruit sur des caméras iCCD similaires à celles utilisées, pour comparer son efficacité vis-à-vis d'autres types de caméras (CCD, EMCCD). Ils décomposent ainsi les sources de bruit qui parasitent le signal (bruit du photon ou "shot noise", bruit de lecture, courant d'obscurité). Si la plupart des processus correctifs mis en place expérimentalement et décrits précédemment éliminent en partie les deux derniers (réunis sous la dénomination de bruit électronique), le bruit du photon reste présent avant le filtrage. C'est sur celui-ci que nous avons concentré nos efforts de modélisation car il est le facteur limitant la précision de nos mesures.

### 5.2.2.1 Caractérisation du bruit du photon

Le bruit du photon dépend du nombre de photons collectés par le capteur CCD pendant la durée d'intégration du signal. Ces événements sont, par définition, aléatoires du fait de la nature quantique de la fluorescence et de la conversion photons/électrons au sein de la caméra, et chaque pixel peut recevoir un nombre différent de photons en provenance d'une fluorescence pourtant homogène. Cette variance, d'un pixel à l'autre, devient significative si le nombre moyen de photons collectés est trop faible. Ainsi, le bruit du photon est gouverné par la statistique de Poisson [74]. Pour le caractériser, on va utiliser à nouveau le critère  $\sigma_{Insta200}^*$  correspondant à l'écart-type pixel à pixel moyen dans la zone d'interrogation divisé par la valeur moyenne de la zone.

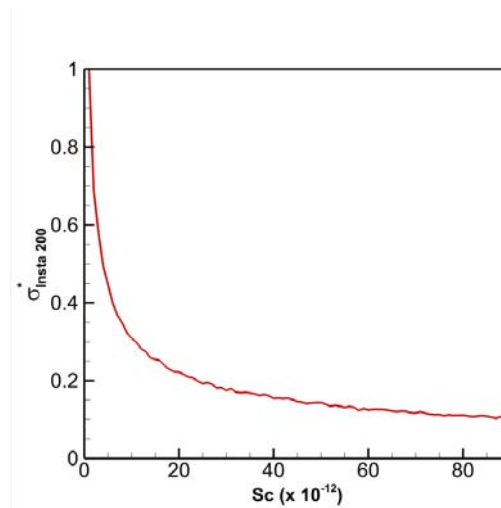
$$\sigma_{Insta200}^* = \frac{\sigma_{Insta200}}{S_{fMoy}} \quad (40)$$

Ce critère va permettre de comparer les niveaux de bruit des images expérimentales et des images obtenues par simulation.

### 5.2.2.2 Génération du bruit du photon sur les images simulées

Afin de rendre compte du bruit observé sur les images expérimentales, un bruit aléatoire conforme à une distribution statistique de Poisson a été appliqué aux images de fluorescences simulées. Pour se faire, on utilise l'algorithme "*imnoise*", intégré à Matlab et qui possède une option permettant de générer du bruit selon une loi de Poisson. Il fonctionne en générant le bruit de façon multiplicative, à partir des pixels de l'image fournie, à l'inverse de la plupart des générateurs de bruit qui produisent un bruit additif ajouté à l'image. L'algorithme employé nécessite toutefois une image source adaptée pour que l'application du bruit soit effectivement réalisée selon une distribution de Poisson.

Il faut tout d'abord normaliser l'image, afin que les valeurs des pixels soient comprises entre 0 et 1. Les valeurs de l'image source sont ensuite mises à l'échelle par un facteur  $Sc$  à définir au minimum de  $1 \times 10^{-12}$ . A terme, les pixels de l'image source sont ainsi compris entre 0 et  $Sc$ . La variation de  $Sc$  a une influence directe sur le niveau de bruit dans l'image résultante : l'algorithme de génération de bruit procède en effet à une mise à l'échelle en multipliant chaque pixel par  $1 \times 10^{12}$  avant d'employer la méthode de rejet de Monte-Carlo pour simuler la variable aléatoire du bruit en fonction de chaque pixel. L'image bruitée est ensuite multipliée par  $1 \times 10^{-12}$  pour retrouver une intensité initiale comprise entre 0 et  $Sc$ . Une dernière multiplication par  $\frac{1}{Sc}$  permet finalement d'obtenir une image comprise entre 0 et 1. Selon le facteur d'échelle  $Sc$ , le niveau de bruit dans l'image finale varie : plus  $Sc$  est grand, moins le bruit est présent. En estimant le niveau de bruit final en fonction de  $Sc$ , on possède ainsi un paramètre sur lequel agir pour simuler un niveau de bruit similaire à celui observé sur les images expérimentales. En générant du bruit sur des images de fluorescence simulées en faisant varier  $Sc$  et en déterminant la valeur de  $\sigma_{Insta200}^*$  correspondante, on obtient le comportement représenté figure 176.



**Figure 176** - Evolution du niveau de bruit normalisé en fonction du facteur d'échelle  $Sc$ .

Ce comportement témoigne du fait que plus  $Sc$  est grand, plus le niveau de bruit est faible ( $\sigma_{Insta200}^*$  décroissant avec  $Sc$ ). Ce qui s'apparente donc au niveau de bruit d'une image de fluorescence à température et concentration homogène, à gain et à temps d'intégration caméra fixé mais dont l'énergie LASER varie (l'augmentation de l'énergie LASER induisant une décroissance du niveau de bruit de par l'augmentation de signal résultante).

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE

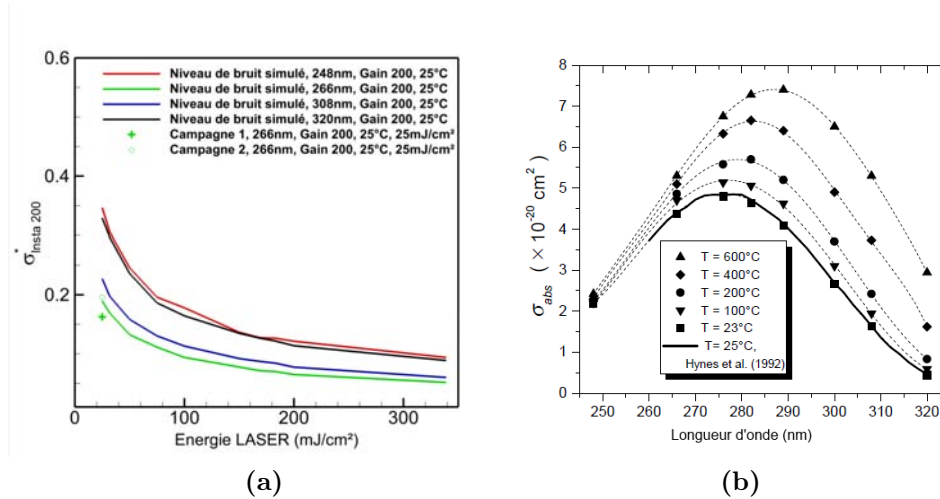
On peut alors associer le facteur  $Sc$  à l'énergie incidente du LASER, soit la relation 41.

$$Sc = Sc' \cdot \overline{S_{f_{Moy}}^*} \cdot 10^{-12} \quad \text{où :} \quad (41)$$

$$\overline{S_{f_{Moy}}^*} = \frac{\overline{S_{f_{Moy} \text{ Energie N}}}}{\overline{S_{f_{Moy} \text{ Energie Réf.}}}}$$

$\overline{S_{f_{Moy} \text{ Energie Réf.}}}$  est la valeur moyenne des niveaux de gris à une énergie LASER de référence,  $\overline{S_{f_{Moy} \text{ Energie N}}}$  la valeur moyenne des niveaux de gris à une énergie donnée N et  $\overline{S_{f_{Moy}}^*}$  la valeur moyenne du signal à une énergie donnée et normalisée par  $\overline{S_{f_{Moy} \text{ Energie Réf.}}}$ . Ce facteur rend ainsi compte de l'augmentation de  $Sc$  quand l'énergie LASER croît. Dans notre cas, l'énergie LASER par unité de surface de référence est fixée à  $25 \text{ mJ/cm}^2$  à  $266 \text{ nm}$ . Le facteur  $Sc'$  a été ajusté à la valeur  $28 \times 10^{-12}$  afin d'obtenir le meilleur accord possible entre niveau de bruit simulé et niveau de bruit constaté expérimentalement.

A partir des simulations du jet à température ambiante ( $22^\circ\text{C}$ , figure 175) des images (instantanées) ont été générées à différentes longueurs d'onde ( $248, 266, 308$  et  $320 \text{ nm}$ ), auxquelles on a ajouté du bruit selon le protocole détaillé ici. Les courbes obtenues, superposées aux points expérimentaux (campagnes 1 et 2 à  $266 \text{ nm}$ ,  $25 \text{ mJ/cm}^2$ , Gain 200) sont visibles sur la figure 177.

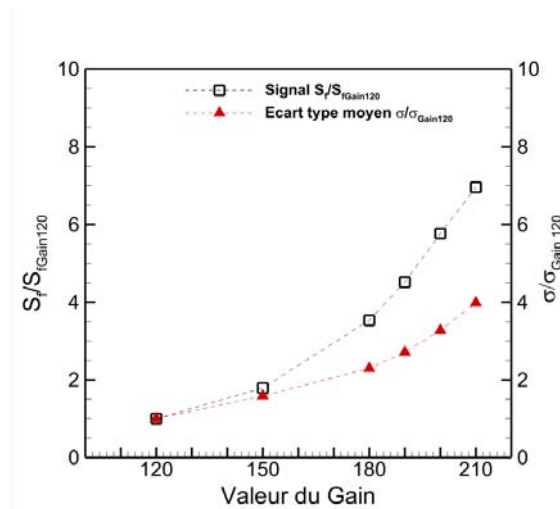


**Figure 177 - (a) :** Niveau de bruit simulé pour les 4 longueurs d'onde étudiées (248, 266, 308 et 320 nm) en fonction du niveau d'énergie.  $22^\circ\text{C}$ , gain 200. **(b) :** courbes d'absorption de l'acétone en fonction de la longueur d'onde et de la température.

Les courbes aux longueurs d'onde 248, 308 et 320 nm ont été normalisées par la valeur de  $\overline{S_{f_{Moy}}^*}$  à 266 nm à  $25 \text{ mJ}$ . La disparité entre les différentes longueurs s'explique par la variation de la section efficace d'absorption de l'acétone qui dépend de la longueur d'onde d'excitation (figure 177b). Les longueurs d'ondes comprises entre 265 et 290 nm sont les plus absorbées tandis qu'à 248 et 320 nm, on se situe aux extrémités du spectre d'absorption.

A ce stade, on est en mesure de simuler des images ainsi que leur niveaux de bruit respectifs aux quatre longueurs d'ondes LASER et en fonction de l'énergie disponible. Il convient maintenant de déterminer l'évolution de l'image mesurée par la caméra en fonction du gain.

Pour cela, des essais expérimentaux à énergie LASER, température et concentration en acétone constantes ont été réalisés pour différentes valeurs du gain de la caméra. Les images instantanées ont été corrigées (hors filtrage) afin de pouvoir comparer l'évolution des niveaux de gris et du bruit du photon. Celle-ci est rapportée sur la figure 178.

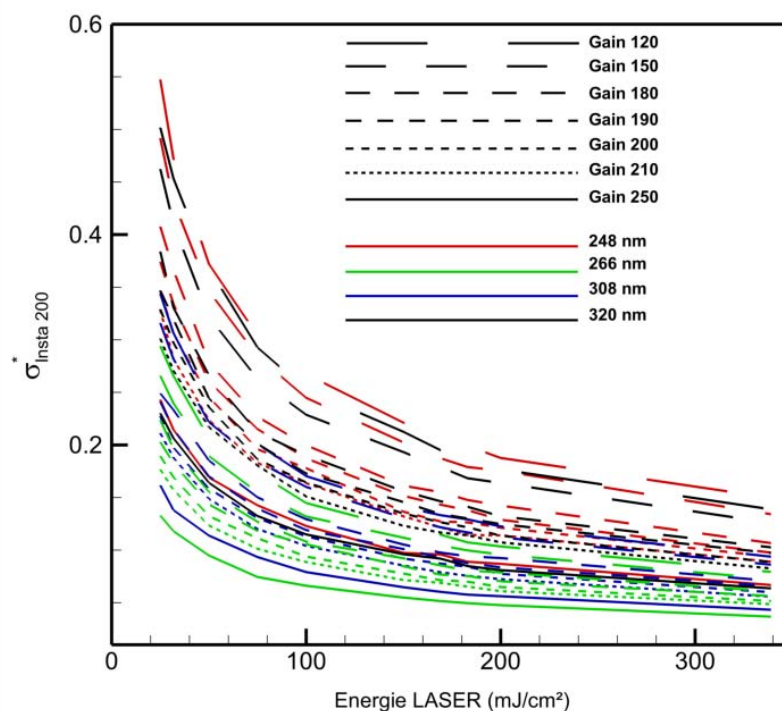


**Figure 178** - Evolution des niveaux de gris et du bruit en fonction du gain, ici à 308 nm. Les niveaux sont normalisés par la moyenne à un gain de 120).

Le signal et le bruit sont normalisés par la valeur obtenue à un gain de 120 (gain le plus bas testé). L'augmentation du gain se traduit par une augmentation non-linéaire du signal. De même, le niveau de bruit (identifié par  $\frac{\sigma_{InstaGain N}}{\sigma_{InstaGain 120}}$ ) croît avec le gain (augmentation des niveaux), mais moins rapidement que le signal : cela se traduit par une augmentation attendue du rapport signal-sur-bruit. Il est ainsi toujours intéressant d'augmenter le niveau de gain lorsque le signal est faible.

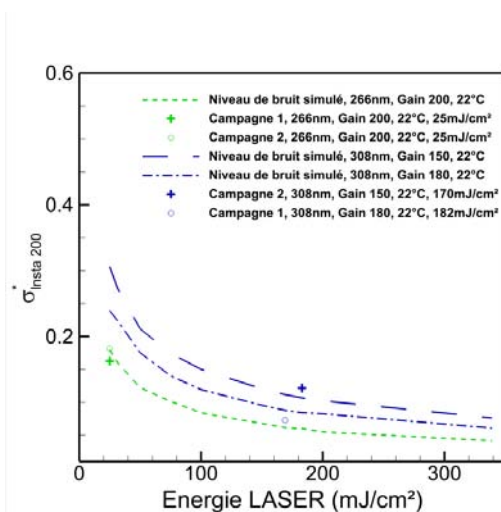
L'influence du gain sur le niveau de gris étant connu, il est intégré au modèle de la caméra intensifiée. On peut ainsi obtenir un ensemble de courbes renseignant sur l'écart-type moyen  $\sigma_{Insta200}$  en fonction de la longueur d'onde, de l'énergie et du gain. Cet "abaque" est rapporté figure 179. On y observe qu'un même niveau de bruit peut ainsi être atteint avec différentes configurations de longueur d'onde, niveau d'énergie et gain caméra.

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE



**Figure 179** - Niveau de bruit simulé pour les 4 longueurs d'onde étudiées (248, 266, 308 et 320 nm) en fonction du niveau d'énergie et du gain, à 22°C.

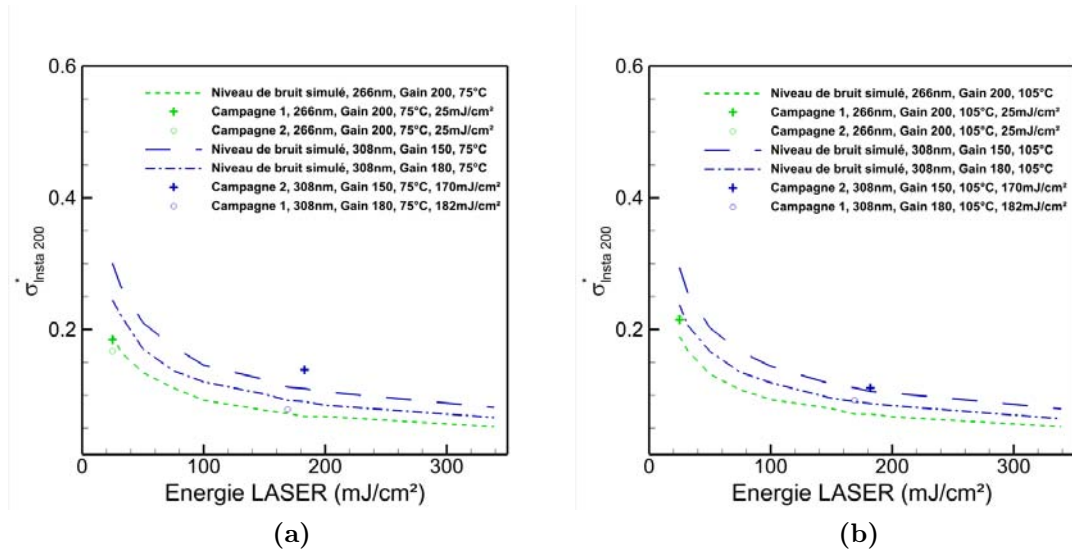
La figure 180 présente quant à elle les courbes du niveau de bruit à 266 et 308 nm, aux gains respectifs des campagnes d'étalonnages (Gain 200 à 266 nm, 180 à 308 nm pour la première campagne, 150 pour la seconde), superposées aux mesures expérimentales du niveau de bruit à 22°C.



**Figure 180** - Comparaison entre les mesures expérimentales et les courbes simulées aux gains correspondants.

## 5.2. MODÉLISATION DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE ET PRISE EN COMPTE DE LA RÉPONSE CAMÉRA

On constate dans un premier temps que les mesures à 308 nm présentent un accord satisfaisant avec le niveau de bruit simulé. Ceci justifie ainsi à posteriori l'utilisation des mesures à 266 nm pour superposer les courbes de référence (22°C, 266 nm, 25mJ/cm<sup>2</sup>). Les courbes précédentes sont réalisées à une température de 22°C (température de référence). Il convient maintenant de simuler les mêmes courbes à d'autres températures pour avoir confirmation que les niveaux de bruit simulés sont en adéquation avec ceux mesurés expérimentalement. Les figures 181a et 181b représentent ainsi les niveaux de bruit simulés pour des températures de jet de 75 °C et 105 °C, superposées aux niveaux de bruits mesurés expérimentalement. On constate ainsi que l'accord est également satisfaisant avec les paramètres initialement fixés. Une certaine sous-estimation du bruit lors de la première campagne expérimental à 308 nm est mise en évidence. Toutefois, on note l'inverse pour la seconde campagne. De plus, la température augmentant, l'écart se réduit. Le modèle semble donc satisfaisant.



**Figure 181** - Comparaison entre  $\sigma_{Insta200}^*$  expérimentaux et simulés en fonction des gains caméra, pour les températures de 75°C (a) et 105°C (b).

On est maintenant en mesure de produire des images réalistes et fiables pour toutes les longueurs d'onde d'excitation LASER, à tous les gains, à toutes les énergies LASER et à toutes les températures. Ceci permettra d'évaluer le niveau de précision atteignable lors de la conversion en température en fonction des paramètres expérimentaux.

Quels que soient le gain et la longueur d'onde, le niveau de bruit  $\sigma_{Insta200}^*$  semble ne pas pouvoir chuter sous 0.05 à température ambiante (22°C) avec une énergie LASER facilement disponible (LASER commercialisés) et sans filtrage. Or, c'est également à cette température que le signal de fluorescence est le plus élevé. On se heurte ici clairement à une limite importante de la PLIF pour la mesure de température proche de l'ambiante. Ce résultat peut surprendre, dans la mesure où l'augmentation de l'énergie LASER doit permettre un signal de fluorescence toujours plus intense et donc, en toute logique, une diminution du bruit du photon. Toutefois, il ne faut pas oublier que la relation de linéarité entre énergie LASER et fluorescence n'est valable que pour des énergies

d'excitation "faibles", inférieures à  $400 \text{ mJ/cm}^2$ . De fait, il ne semble pas possible de pouvoir réduire le bruit du photon indéfiniment et une certaine quantité de bruit (certes minime) sera toujours présente sur les images instantanées.

Ce constat sur le niveau de bruit propre aux images doit être mis en parallèle avec les courbes de fluorescence en fonction de la longueur d'onde et de la température. En effet, si la relation liant température et signal possède un taux d'accroissement suffisamment important, une faible variation induite par le bruit sur le signal n'aura pas une influence significative sur la température déduite. Il est donc très important de choisir une longueur d'onde pour laquelle le signal présente une importante variation avec la température dans la gamme que l'on cherche à étudier. Enfin, à défaut de la longueur d'onde adéquate, on peut augmenter l'énergie LASER afin de diminuer autant que possible le bruit du photon. Toutefois, il faut garder à l'esprit qu'il ne peut être indéfiniment diminué, ce qui limitera forcément les mesures de température proche de la température ambiante.

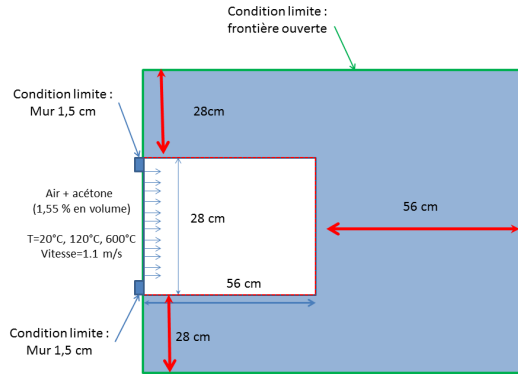
Nos résultats précédents ont montré que le couple 266/308 nm, aux énergies dont nous disposons, n'était pas viable pour mesurer les gammes de température de notre expérience. C'est pourquoi nous allons maintenant, à l'aide du modèle de fluorescence et de bruit détaillé ici, simuler un écoulement similaire à l'expérience pour estimer la précision que nous pourrions atteindre avec une énergie supérieure ou d'autres longueurs d'onde.

### 5.3 Application du modèle à un écoulement virtuel

Le modèle proposé par Thurber *et al.* [19], ainsi que la simulation de la fluorescence et de la réponse caméra associées, détaillées dans la section précédente, vont maintenant être appliqués à un écoulement simulé, représentatif de l'écoulement utilisé pour l'étalonnage de la PLIF (1.1 m/s, 1.5% en volume d'acétone). La modélisation numérique s'effectue par l'intermédiaire d'une approche directe, à partir d'un modèle numérique développé au sein de notre équipe [75, 76], auquel une équation de transport de la concentration de l'acétone est ajoutée. Bien que l'approche numérique soit tridimensionnelle, une tranche de l'écoulement est modélisée dans la direction perpendiculaire au plan d'analyse et de mesure des images. Au-delà même de la fidélité des résultats numériques, il s'agit d'obtenir des matrices température/concentration en acétone cohérentes, permettant de valider le modèle de fluorescence et de caméra afin de les comparer aux mesures réelles. L'idée est donc de souligner une combinaison optimale longueurs d'ondes/énergie LASER/gain caméra permettant d'atteindre la meilleure précision possible. L'accent a ainsi été mis sur une simulation simple et rapide, à même de fournir des résultats numériques rapidement, pour pouvoir étudier divers cas. Dans un second temps, le cas avec le barreau chauffé sera également simulé.

#### 5.3.1 Simulation de l'écoulement homogène

La géométrie de l'écoulement simulé est représentée sur la figure 182.



**Figure 182** - Schéma définissant les conditions de la simulation de l'écoulement (sans barreau chauffé).

La concentration en acétone a été fixée à 1.55% en volume et la vitesse de l'écoulement à 1.1 m/s. Trois températures ont été simulées : 22, 120 et 600°C. Pour chacune de ces températures, il a été déterminé, en fonction des couples de longueurs d'onde, des énergies LASER et du gain des caméras, quelle précision pouvait être atteinte dans la mesure de la température en utilisant la PLIF-2 $\lambda$ . A l'intérieur du cœur potentiel du jet, la température, la vitesse et la concentration sont constantes (écart-type nul). D'un point de vue numérique, l'écoulement prend naissance d'une injection constante à 1.1 m/s débouchant dans un environnement initialement au repos. La taille des mailles choisie permet d'obtenir une résolution spatiale dans le plan  $XY$  de 72 pixels/cm, soit similaire à celle des mesures expérimentales, et l'analyse numérique instationnaire est conduite pour obtenir une évolution des champs de température et de concentration d'acétone dans le temps. Pour chaque distribution numérique, la modélisation de la fluorescence (en fonction de l'énergie LASER choisie) et de la réponse caméra (en fonction du gain) est ensuite réalisée de la façon détaillée dans la section précédente. Les images instantanées sont ensuite filtrées similairement aux images expérimentales (conjonction d'un filtre médian avec une fenêtre de 5 pixels et d'un filtre adaptatif ayant une fenêtre d'interrogation de 11 pixels). Enfin, on procède à leur conversion en température, là aussi de manière similaire au procédé employé expérimentalement et détaillé dans le chapitre 4.

##### 5.3.1.1 Caractérisation des images et des critères de simulation

La caractérisation des images est réalisée de façon identique à celle explicitée dans la section 3.1.2 du chapitre 3, à partir d'une zone de 50  $\times$  50 pixels dans la zone du cœur potentiel. Différents cas vont être étudiés, de manière à évaluer l'influence des paramètres expérimentaux sur la précision finale en terme de température. L'évaluation est réalisée par le paramètre  $\sigma_{Insta_{200}}^*$ , calculé à partir des images de température instantanées et représentatif du niveau de précision atteignable. Ces deux paramètres, exprimés en pourcentage, sont déterminés à partir de l'écart type de température normalisé par la température mesurée. Les différents essais réalisés avec l'écoulement virtuel sont récapitulés dans le tableau 14.

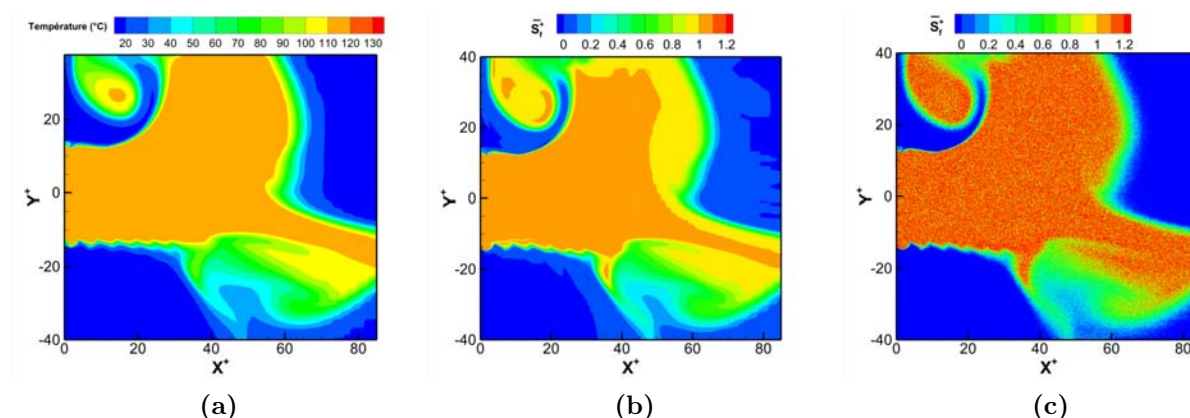


**5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE**

Variation	$\lambda$ (nm)	Energie (mJ/cm <sup>2</sup> )	Gain
Variation de l'énergie LASER	266/308	25/160	200/150
	266/308	50/160	200/150
	266/308	100/160	200/150
	266/308	160/160	200/150
Variation du couple $\lambda_1/\lambda_2$	248/308	160/160	150/150
	248/320	160/160	150/150
	266/320	160/160	150/150
Variation des niveaux de gain	248/308	160/160	200/150
	248/308	160/160	220/150
	248/308	160/160	250/150
	248/308	160/160	250/250

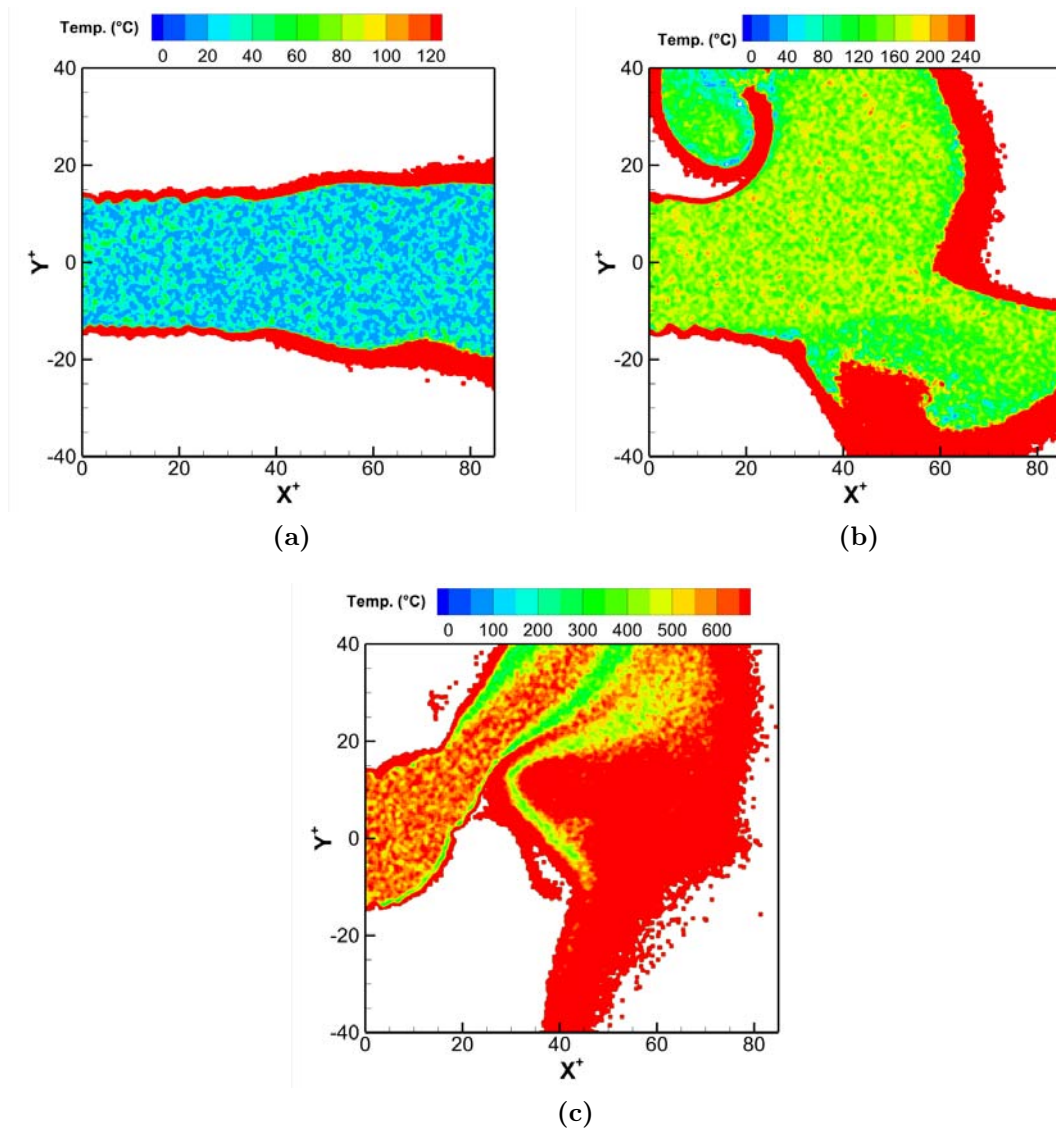
**Table 14** - Liste des simulations réalisées avec le jet homogène aux différentes températures (22, 120 et 600 °C)

Les figures 183a à 183c présentent respectivement une image instantanée de température de l'écoulement simulé à 120°C, une image de la fluorescence simulée correspondante (266 nm, 160 mJ/cm<sup>2</sup>), et une image du signal obtenu par la caméra virtuelle, avec simulation du niveau de bruit correspondant au gain (gain 150).



**Figure 183** - Images obtenues après simulation du jet à 120°C (a), de la fluorescence correspondante (b) et de la réponse de la caméra avec le gain correspondant (c) (266 nm, 160 mJ/cm<sup>2</sup>, gain 150).

Les figures 184a à 184c, présentent quant à elles les champs de températures instantanés obtenus après conversion en température en utilisant le ratio de deux longueurs d'ondes (266 et 308 nm, 160 mJ et gain 150).

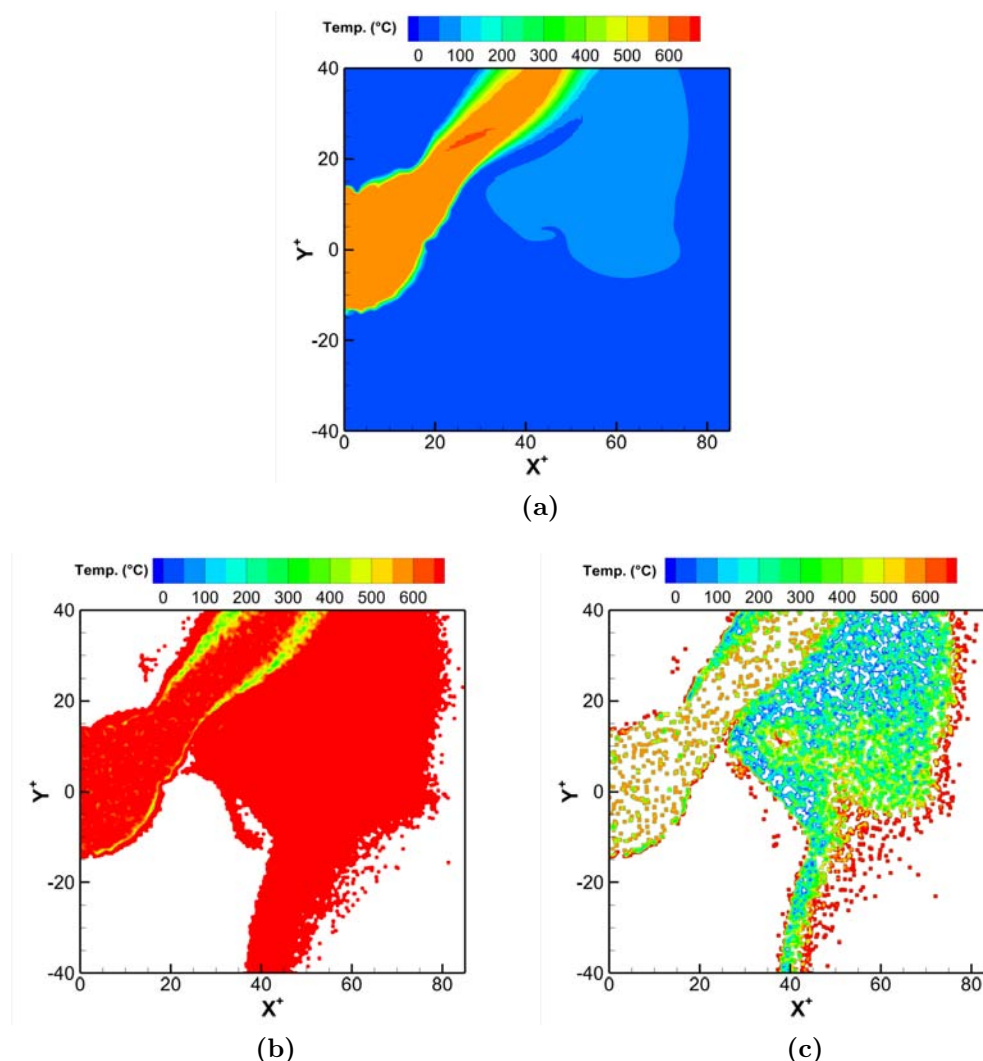


**Figure 184** - Images instantanées de températures pour l'écoulement simulé à 22, 120 et 600°C, après conversion du signal PLIF-2 $\lambda$ . Couple 266/308 nm, gain 150 aux deux longueurs d'onde, énergie de 160 mJ/cm<sup>2</sup>.

Plusieurs constats peuvent être établis à partir de ces images. Dans la mesure où l'énergie à 266 nm est de 160 mJ/cm<sup>2</sup>, contre 25 mJ/cm<sup>2</sup> pour les mesures expérimentales, on se situe donc dans un cas nettement plus favorable. Si l'ordre de grandeur des températures est satisfaisant pour des images instantanées (figure 184, ce que nous ne sommes pas parvenus à obtenir expérimentalement), on constate que le niveau de bruit demeure important, avec des variations de plus de 50 % à 22 °C et des écarts de température de plus de 40 °C pour le jet à 120 °C, dans des zones de température homogène (figure 186). Par ailleurs, les frontières du jet présentent dans tous les cas des températures aberrantes considérablement surestimées. Cet effet, lié à une concentration trop faible dans les zones de transition entre le jetensemencé et l'environnement, a été constaté expérimentalement. Malgré l'emploi de la PLIF à 2 longueurs d'onde pour éliminer l'influence de la variation de concentration, des valeurs trop faibles ne peuvent être compensées et induisent une importante surestimation de la température après conversion.

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE

Enfin, si dans ce cas précis figure 184 la mesure à 600 °C présente des valeurs cohérentes dans la première partie du jet (la concentration devenant ensuite trop faible, induisant des valeurs incohérentes), ce n'est pas le cas pour toutes les longueurs d'onde ici testées, comment en attestent les figures 185b et 185c.

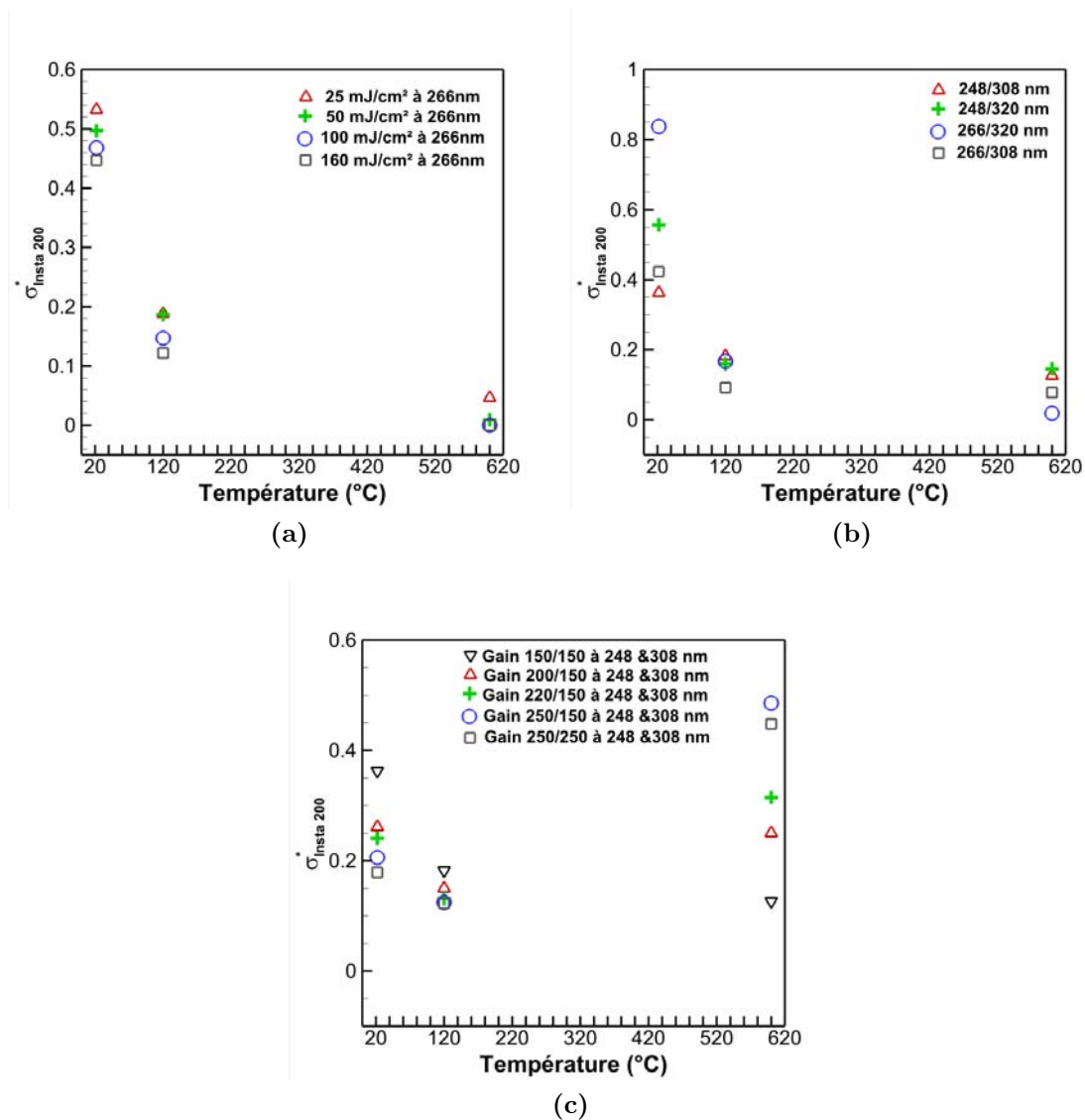


**Figure 185** - Images instantanées de température du jet simulé à 600 °C. (a) : simulation de température, (b) : après conversion en température avec le couple de longueurs d'onde 266/320 nm, (c) : après conversion en température avec le couple de longueurs d'onde 248/308.

A 248 et 320 nm, le signal de fluorescence est naturellement plus faible parce que la section efficace d'absorption  $\sigma(\lambda, T)$  est plus faible. A 600 °C, il n'est plus suffisant pour procéder à la conversion en température, et ce malgré une énergie importante et un gain élevé. Dans le cas du couple 266/320 nm, le trop faible signal à 320 nm induit une surestimation des niveaux de gris lors du ratio des images, qui se traduit par une surestimation de la température (intégralité du champ à 700 °C). Pour le couple 248/308 nm, c'est le signal trop faible à 248 nm qui rend le signal quasiment invisible hormis quelques pixels plus intenses, mis en évidence par le filtrage et caractérisé par des distributions de température sous forme de "pastilles" de température visibles sur la figure 185c. Choisir convenablement le couple de longueur d'onde d'excitation en fonction de la gamme de température à étudier est ainsi très important.

### 5.3. APPLICATION DU MODÈLE À UN ÉCOULEMENT VIRTUEL

Pour mettre en valeur les influences des 3 paramètres (le couple de longueurs d'onde, l'énergie LASER et le niveau du gain) sur la mesure de température et sa précision, on a cherché à synthétiser les résultats des différents cas étudiés. Les figures 186a à 186c remplissent cette fonction de synthèse. Elle représentent, pour une image instantanée aux 3 températures étudiées, l'écart-type des températures mesurées dans une zone homogène (température constante). La figure 186a correspond au couple de longueurs d'onde 266/308 nm, utilisé expérimentalement dans notre étude. L'énergie LASER varie de 25 à 160 mJ à 266 nm. Celle-ci est fixée à un maximum de 160 mJ/cm<sup>2</sup> quelle que soit la longueur d'onde, ce qui correspond à 120 mJ par tir sur l'Excimer (308 nm). Cette contrainte s'impose pour maintenir l'énergie équivalente à 266 nm à une valeur réaliste de 125 mJ/tir, puissance maximale envisageable pour un YAG quadruplé tel que celui utilisé ici. Comme expérimentalement, le gain est fixé à 200 pour 266 nm et 150 pour 308 nm.



**Figure 186** - Variation de l'écart type des températures mesurées dans une zone homogène, en fonction de l'énergie (figure **a**), du couple de longueur d'onde (figure **b**) ou du niveau de gain **c**).

## **5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE**

A température ambiante et basse énergie ( $25 \text{ mJ/cm}^2$ ), l'erreur est considérable puisque supérieure à 50 %, rendant impossible la mesure instantanée de température avec cette énergie et ce couple de longueurs d'onde. Ceci confirme les mesures expérimentales. Cette erreur demeure importante avec 20 % de variation dans la zone homogène à  $120^\circ\text{C}$ . A  $600^\circ\text{C}$ , l'erreur peut sembler faible avec 5 %, mais comme montré plus haut, le faible niveau de gris et le haut niveau de bruit (lié au gain de 200) induisent une surestimation des températures qui sont établies par le processus de correction à la valeur maximum,  $700^\circ\text{C}$  (comportement similaire à celui illustré sur la figure 185b).

A plus haute énergie, on constate que le gain en précision n'est pas significatif : même à une énergie équivalente à celle de l'Excimer ( $160 \text{ mJ/cm}^2$ ), l'erreur à température ambiante est toujours de 45 %. Elle se maintient à 10 % à  $120^\circ\text{C}$ , ce qui se traduit par des températures comprises entre  $108$  et  $132^\circ\text{C}$  dans une zone de température constante de  $120^\circ\text{C}$ . A  $600^\circ\text{C}$ , l'absence de variation témoigne du manque de signal (figures 186a et 186b). Le couple  $266/308 \text{ nm}$  (figure 186b) se révèle donc peu approprié pour des mesures précises de champs de température à basse température avec les caméras à notre disposition, et ce même à de hautes énergies.

Concernant le gain figure 186c, son augmentation se traduit par une augmentation du signal et donc une diminution du niveau de bruit sur les images instantanées. Toutefois, là encore à  $600^\circ\text{C}$  le gain n'est d'aucun secours pour améliorer les mesures, et des valeurs élevées auraient même tendance à augmenter le niveau de bruit.

### **5.3.1.2 Conclusion sur le choix des longueurs d'onde**

L'étude s'est ici concentrée sur l'obtention de champs de température instantanés à 2 longueurs d'onde, pour lesquels la précision accessible est très faible et, dans notre cas, inaccessible expérimentalement. Naturellement et de manière similaire aux mesures expérimentales, des champs moyens calculés à partir des images instantanées présenteraient naturellement une plus grande précision. Toutefois, l'intérêt de notre étude reposait sur l'obtention de champs instantanés de température. IL convenait donc de qualifier les choix futurs des longueurs d'ondes, énergies LASER et caméras en fonction des champs de températures instantanés et de la précision sur ceux-ci.

Plusieurs éléments peuvent être établis à ce stade de notre modélisation de la fluorescence et de la réponse des caméras :

- A basse température, le couple  $266/308 \text{ nm}$  ne permet pas d'obtenir une précision suffisante, quelle que soit l'énergie LASER ou le gain employé, avec le matériel actuel.
- Le couple  $248/308 \text{ nm}$  présente le meilleur compromis pour la mesure de températures comprises entre  $20$  et  $150^\circ\text{C}$ . Pour les hautes températures, le couple  $266/308$  devrait être privilégié.
- Aux hautes températures, le manque de signal ne peut plus être compensé par le gain, qui n'induit alors qu'une erreur plus importante. Diminuer le gain permet, avec le couple  $266/308$ , d'obtenir des images cohérentes avec une précision raisonnable.

On rappellera que ces constats valent uniquement pour les caméras ici employées, pour lesquelles le niveau de bruit lié au gain et à l'énergie LASER a été calibré. **Il semble clair à l'issue des essais réalisés que c'est le point limitant du montage actuel.** Il est capital de privilégier l'utilisation de caméras de nouvelle génération, présentant un niveau de bruit le plus faible possible. En l'absence de telles caméras, le couple 248/308 nm avec un gain élevé et une énergie LASER maximum sera donc le couple à privilégier. Aux plus hautes températures, le couple 266/308 nm redevient théoriquement plus intéressant. Toutefois, il faut garder à l'esprit qu'un LASER de type Excimer permet de fournir plus de  $200 \text{ mJ/cm}^2$  à 248, 308 et 320 nm. Tandis que la longueur d'onde 266 nm est réservée au LASER YAG, ce qui limite en général l'énergie à moins de  $160 \text{ mJ/cm}^2$ . Enfin, la longueur d'onde 320 nm pose problème dans la mesure où la fluorescence de l'acétone en réponse à cette longueur d'onde n'est pas monotone : de fait, une même intensité de fluorescence peut être reliée à deux températures, ce qui rend impossible la conversion en température sans un traitement lourd pour discriminer en post-traitement les valeurs aberrantes. **Il semble ainsi qu'en pratique, seul le couple 248/308 nm permette l'utilisation de la PLIF- $2\lambda$  sur toute la gamme de températures inférieures à celle de la pyrolyse de l'acétone.** Ce couple a donc été retenu pour la dernière simulation de PLIF que nous nous proposons de réaliser : un écoulement similaire à celui étudié expérimentalement avec le barreau chauffé.

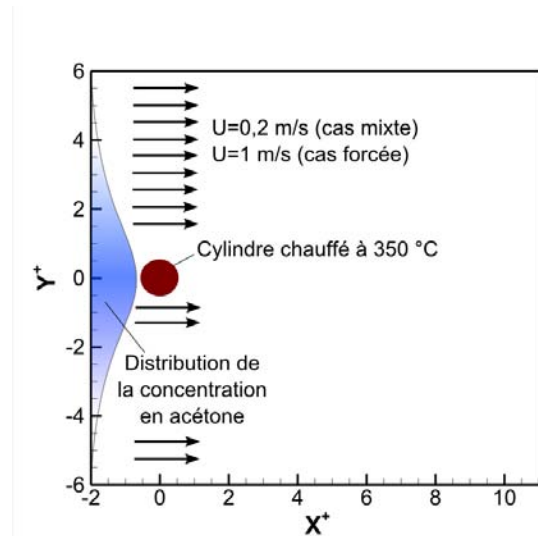
#### 5.3.2 Simulation instationnaire d'un écoulement autour d'un barreau chauffé

Après avoir identifié le couple optimal de longueurs d'onde, la précision de la mesure instantanée et moyenne de température a été établie pour un écoulement de sillage thermique derrière un barreau.

##### 5.3.2.1 Description de l'écoulement simulé

Une émission LASER à l'énergie maximum atteignable (tirs de  $250 \text{ mJ}$ ) sur un volume de  $10 \text{ cm}$  de côté pour une épaisseur de  $1 \text{ mm}$  (soit  $220 \text{ mJ/cm}^2$ ) a été réalisée. La température de paroi du cylindre est fixée à  $350^\circ\text{C}$  tandis que l'écoulement impactant à  $20^\circ\text{C}$  est simulé selon le modèle numérique déjà employé pour l'écoulement homogène. Deux vitesses longitudinales sont définies :  $0.2 \text{ m/s}$  (convection mixte,  $Ri = 1.77$ ) et  $1 \text{ m/s}$  (convection forcée,  $Ri = 0.07$ ). Ce choix permet d'obtenir deux écoulements sensiblement différents. Dans le premier cas, l'écoulement est laminaire et présente des gradients uniformes, avec des températures élevées et donc des conditions idéales pour la PLIF. Le régime de convection forcée, quant à lui, est en régime périodique de transition 2D/3D [1] et présente un sillage tourbillonnaire (allées de Von Karman). L'étude de cette configuration se révèle intéressante pour pouvoir estimer à quel point les gradients de température au sein des tourbillons peuvent être mesurés avec la PLIF, en particulier dans les zones de petite taille, qui peuvent être éventuellement "noyées" dans du bruit. Concernant la concentration en acétone, une distribution normale en entrée a été imposée (figure 187) notamment afin de découpler les distributions de température et de concentration. Une distribution de concentration très inhomogène sur l'ensemble du domaine étudié justifie ainsi l'emploi de la PLIF- $2\lambda$  pour la mesure de température.

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE



(a) Configurations des simulations en convection mixte et forcée.

U	Re	Régime	Gr	Ri
0.20 m/s	56	laminaire	$2.27 \times 10^3$	0.071
1.0 m/s	180	transition 2D/3D	$2.27 \times 10^3$	1.767

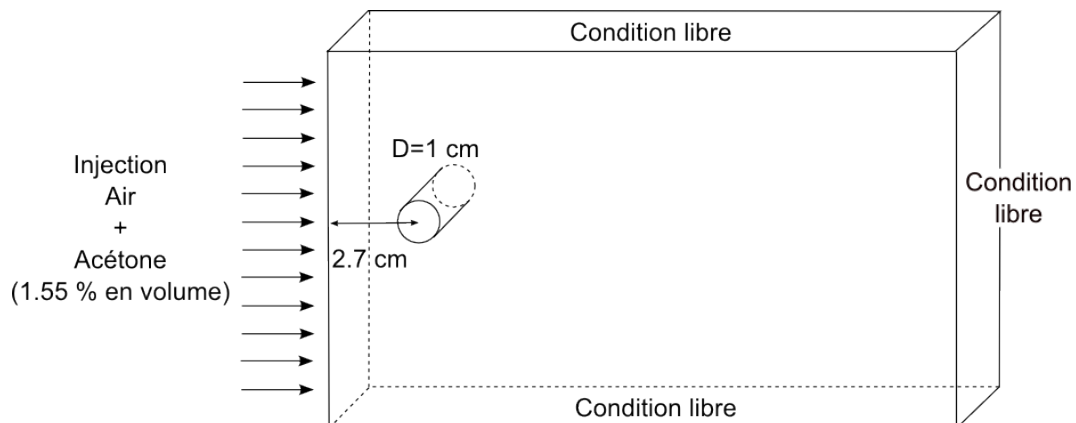
(b) Paramètres des simulations réalisées

**Figure 187** - Configuration et table des valeurs des simulations en convection mixte et forcée

La distribution normale en acétone est imposée par l'expression 42, avec un maximum en  $Z = 0$ .

$$C_{\text{acétone}} = \frac{0.1}{\sqrt{2\pi}} e^{-1152Z^2} \quad (42)$$

La simulation de l'écoulement est réalisée avec le même code numérique que précédemment, en utilisant là-aussi une équation de transport pour la diffusion de l'acétone dans l'air. Les conditions aux limites sont décrites figure 188.



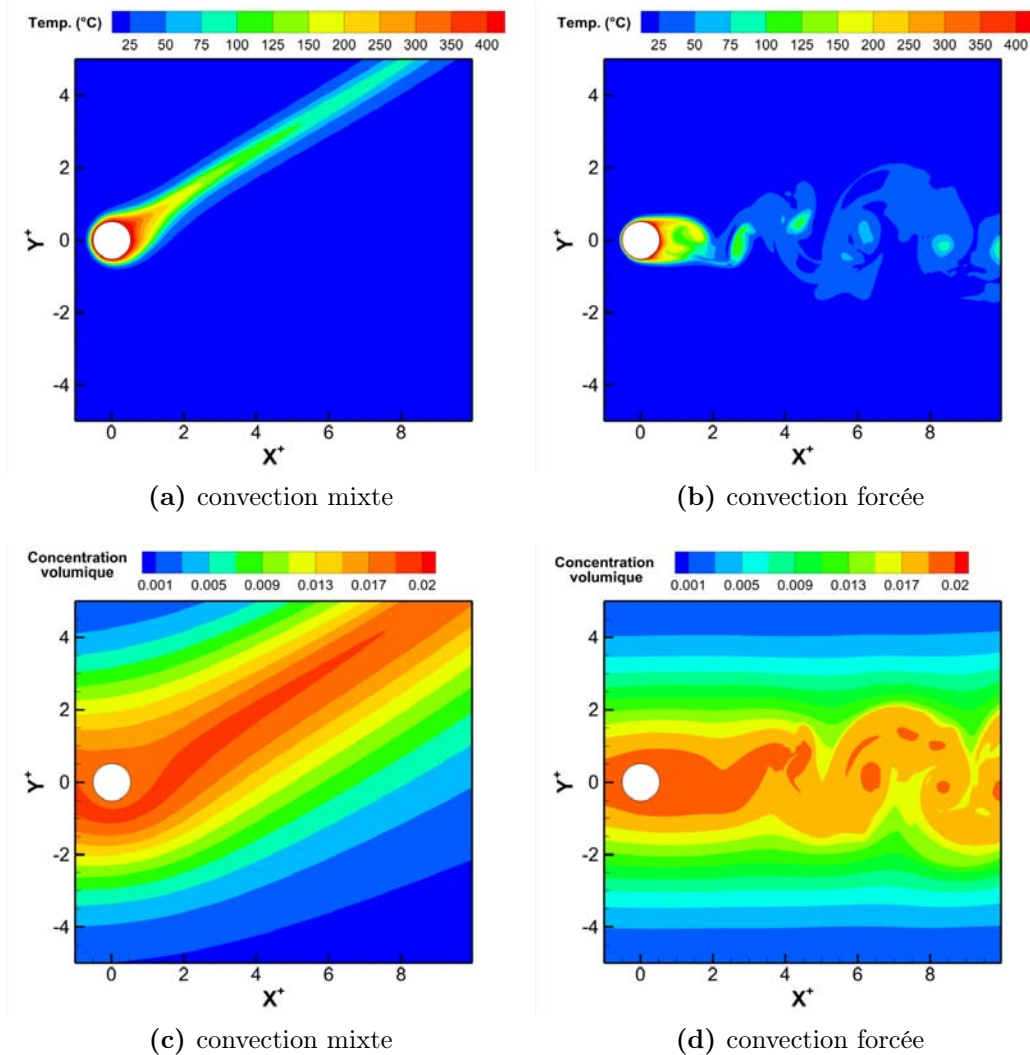
**Figure 188** - Conditions aux limites de la simulation



### 5.3. APPLICATION DU MODÈLE À UN ÉCOULEMENT VIRTUEL

Le maillage dans le plan principal est de  $1024 \times 1024$  pour des dimensions physiques de  $0.25 \text{ m} \times 0.25 \text{ m}$ , l'extension en profondeur étant réalisée sur une épaisseur de  $0.01 \text{ m}$  en imposant des conditions de périodicité. La convergence de l'écoulement a nécessité encore 15 000 itérations avec un pas de temps de  $10^{-3} \text{ s}$ . L'obtention des champs moyens a également nécessité 10 000 itérations d'intégration.

Les températures et concentrations instantanées simulées pour les deux vitesses d'écoulement sont représentées figures 189a à 189d.



**Figure 189** - Représentations des températures instantanées (a et b), et des concentrations instantanées (c et d), obtenues dans les deux cas de régime de convection.

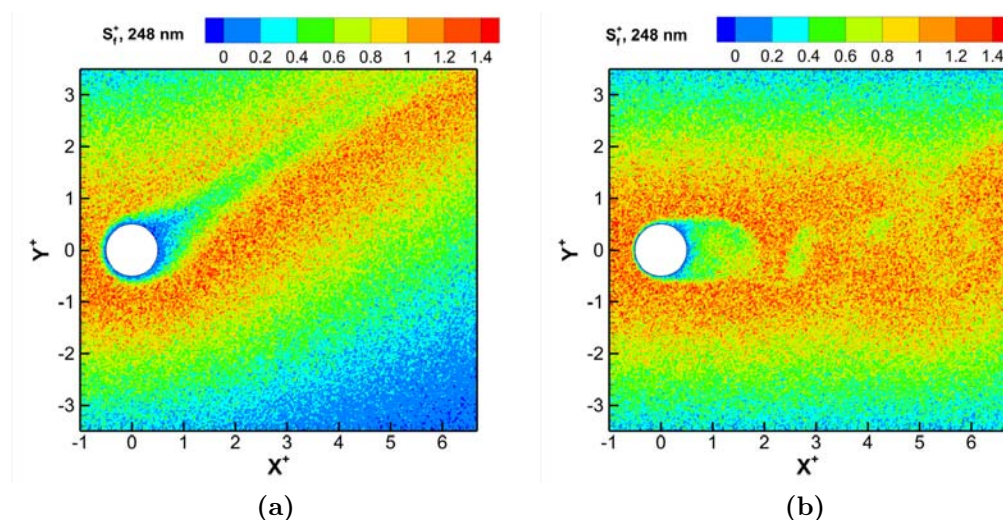
Dans un premier temps, l'étude des images de fluorescence simulées et la conversion en température concernera les images instantanées. L'analyse des images en convection mixte et forcée sera réalisée en parallèle, pour mettre en lumière l'impact de la non-homogénéité de la concentration dans le sillage du cylindre. Puis, l'étude des champs de température moyenne à partir des champs instantanés sera réalisée dans un second temps, avant d'apporter une conclusion sur la simulation de la fluorescence et sur l'application de celle-ci dans le cadre de la caractérisation d'écoulements dont les gammes de température sont très différents.



### 5.3.2.2 Images instantanées

La simulation de la fluorescence (en tenant compte du bruit du photon, et donc de la réponse de la caméra) est réalisée pour des excitations à 308 et 248 nm sur les images instantanées de simulation, selon les paramètres détaillés en début de section (220 mJ par tir laser, gain de 200, zone de mesure de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ).

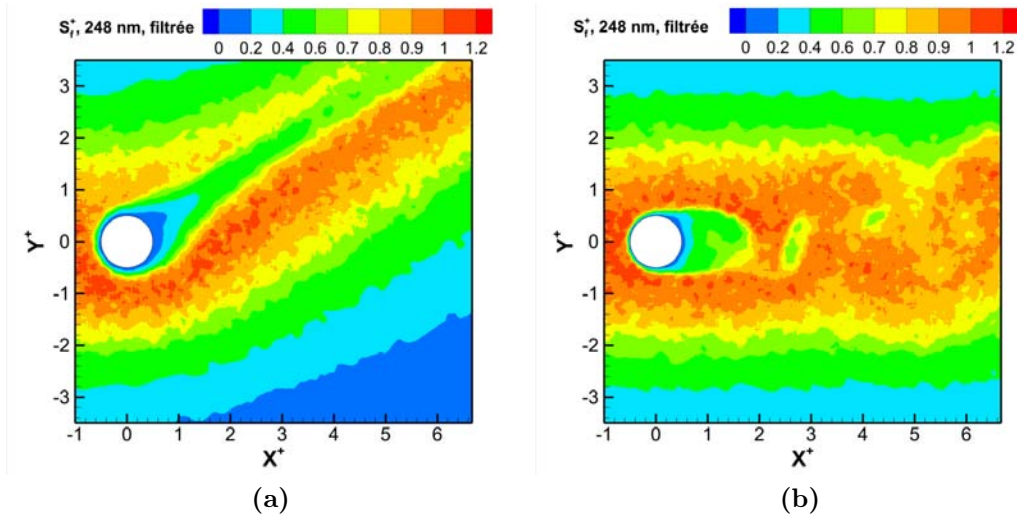
Les images sont obtenues avec aux deux longueurs d'onde mais par choix, on ne représentera ic que celles obtenues à 266 nm. Elles sont représentées sur la figure 190a, pour la convection mixte, et la figure 190b, pour la convection forcée.



**Figure 190** - Simulation de la fluorescence prenant en compte la réponse de la caméra (bruit du photon) à 248 nm (220 mJ, gain 200, barreau chauffé à 350 °C). Cas de la convection mixte (a) et convection forcée (b).

Comme on peut le constater, on obtient des images qui présente un aspect similaire à celui des images expérimentales. Le sillage du cylindre, plus chaud et donc moins intense, est clairement visible même s'il est rapidement noyé dans le bruit.

Ces images sont ensuite filtrées, selon la procédure établie dans le chapitre 3, à savoir en utilisant successivement un filtrage médian avec une fenêtre d'interrogation de  $5 \times 5$  pixels puis un filtrage adaptatif (dit "de Wiener") avec une fenêtre d'interrogation de 11 pixels. Les signaux de fluorescence obtenus après cette étape sont visibles sur les figures 191a et 191b.

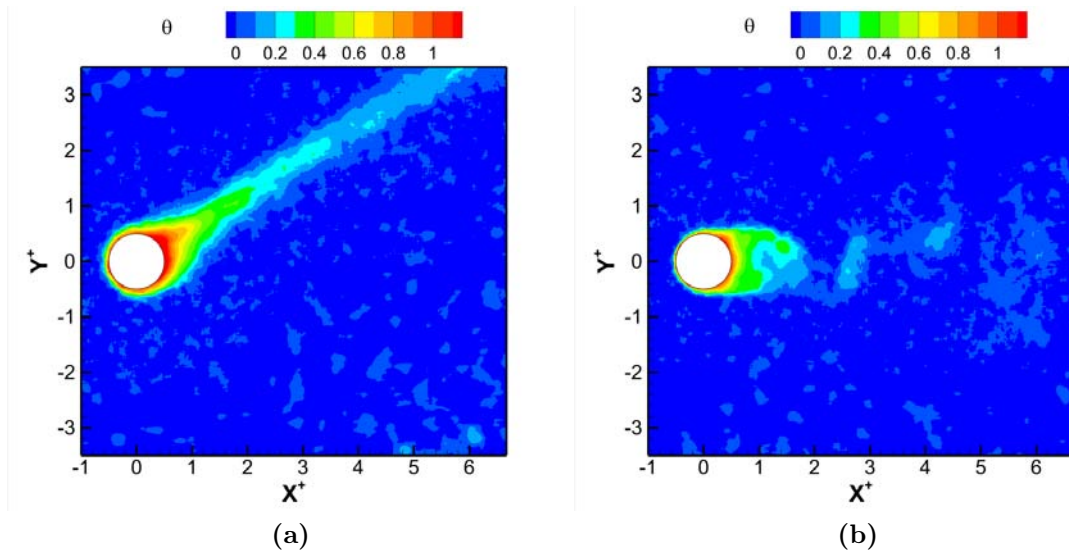


**Figure 191** - Signaux de fluorescence à 248 nm après filtrage, pour la convection mixte (a) et forcée (b).

Ils peuvent ensuite être convertis en champ de température après le calcul du ratio des images à 308 et 248 nm puis l'utilisation de la loi de calibration de Thurber *et al.* [19]. Deux images de champs de température instantanés sont représentés sur les figures 192a et 192b. Les échelles de température sont ici normalisées par rapport à la température de paroi du cylindre, à savoir 350 °C et par la température ambiante, selon l'expression 43.

$$\Theta = \frac{T - T_{amb}}{T_{cyl} - T_{amb}} \quad (43)$$

En comparant les champs de températures obtenus par la PLIF-2 $\lambda$  à ceux de l'écoulement simulé, la précision de mesure de la température dans cette configuration peut être estimée.

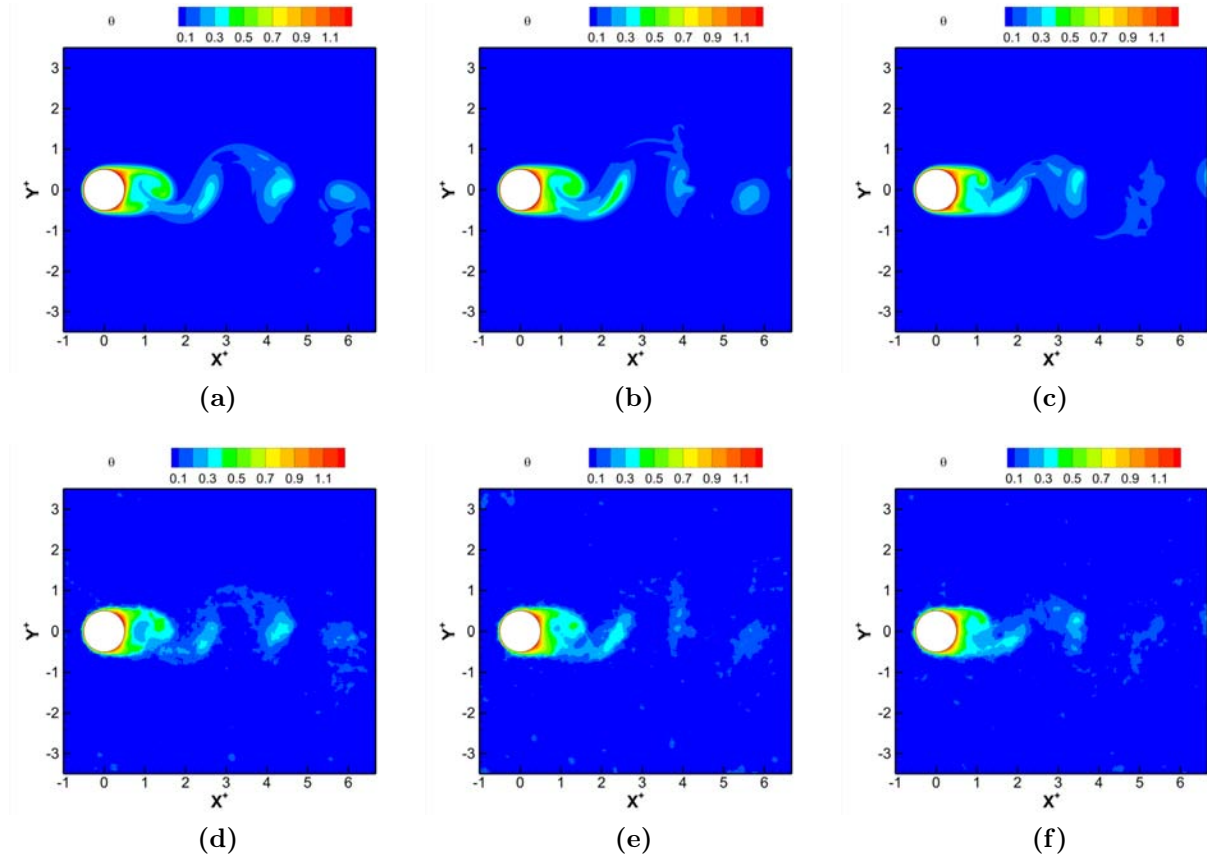


**Figure 192** - Champs de température instantanés obtenus par PLIF-2 $\lambda$  à partir des écoulements simulés, en convection mixte (a) et forcée (b).

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE

En comparant la figure 189, résultats directs de la simulation, avec la figure 192, résultat de la conversion de la fluorescence numérique en température, on constate que le sillage thermique en aval du cylindre et les structures qui en découlent semblent assez bien reproductibles. Autour du cylindre on retrouve la tâche chaude de direction oblique (en convection mixte (figures 189a - 192a) et le développement du sillage avec des lignes isothermes presque parallèles. De la même façon, dans le cas de convection forcée, les tâches chaudes en proche cylindre (zone rouge à  $0.90 \leq \Theta \leq 1$ ) se situent bien dans les deux cas (figures 189b et 192b). Ici, de plus, les structures alternées de type Van Karman sont observables bien que plus diffusent à partir de  $X^+ > 4$  pour la PLIF-2 $\lambda$ . Globalement, le sillage et les structures sont conservés après la conversion en température du signal de PLIF.

La figure 193 présente 3 images successives ( $\Delta t = 0.1$  s) obtenues par simulation (figures 193a, 193b et 193c) en régime de convection forcée. Ces 3 images sont comparées au résultat de PLIF-2 $\lambda$  après conversion.

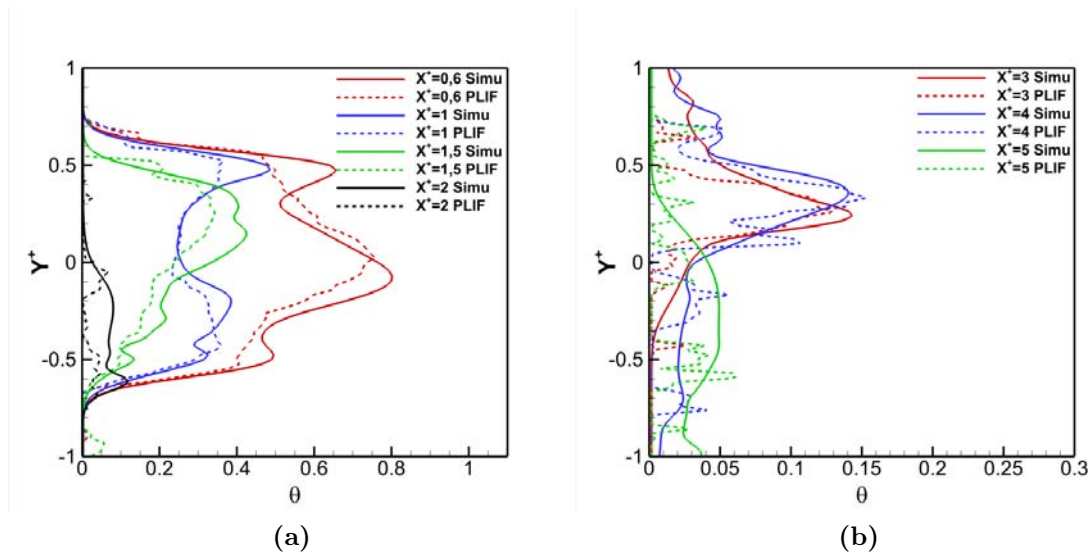


**Figure 193** - Comparaison entre les champs de températures simulés en convection forcée, (a,b,c) et ceux obtenus par PLIF-2 $\lambda$  après simulation de la fluorescence et de la réponse caméra.

### 5.3. APPLICATION DU MODÈLE À UN ÉCOULEMENT VIRTUEL

On constate là encore que globalement la comparaison champ de température simulé / champ de température après conversion de PLIF-2 $\lambda$  est assez satisfaisant : les zones de forte température sont bien conservées en proche cylindre ( $0.7 \leq \Theta \leq 1$ ) et l'évolution temporelle semble bien reproduite. En ce qui concerne le sillage, les structures sont conservées mais semblent "atténuées" et quelque peu "bruitées" par la conversion en température des images PLIF-2 $\lambda$ .

Pour affiner l'analyse, les figures 194a et 194b présentent la comparaison des profils simulés et profils obtenus par PLIF-2 $\lambda$  des températures dans le sillage du cylindre pour différentes valeurs de  $X^+$  (0.6, 1, 1.5, 2, 3, 4 et 5).

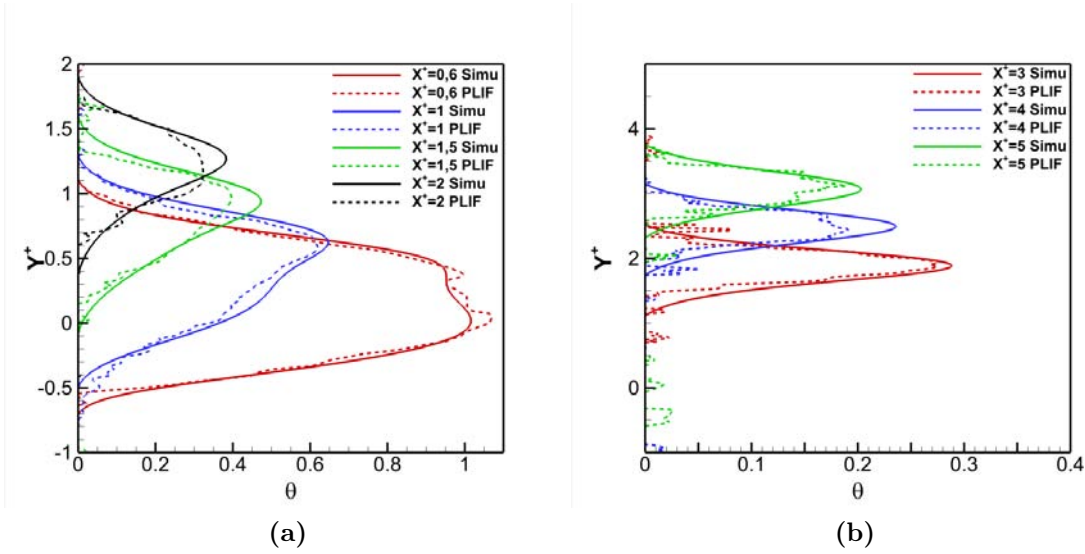


**Figure 194** - Profils de température instantanées simulés et obtenus par PLIF dans le sillage du cylindre chauffé en convection forcée.

Globalement, les profils de température simulés et issus de la PLIF-2 $\lambda$  montrent un accord certain en forme mais pas toujours en amplitude, pour  $X^+ = 0.6$  à 1.5, et dans une moindre mesure pour  $X^+ = 2$  à 5. On notera cependant que les structures de faible température ( $< 0.2$  de  $T^*$ , soit moins de 80 °C) présentes dans le sillage de l'écoulement à 1 m/s ne sont pas visibles sur le champ de température final. La sensibilité réduite de la PLIF dans la gamme 0-80 °C est vraisemblablement la cause principale : la courbe de calibration du ratio 248/308 nm présente en effet un taux d'accroissement assez faible sur cette gamme de température. De fait, les niveaux de gris à 80°C sont proches de ceux à 25°C, ce qui se traduit par une atténuation voir une disparition des gradients dans cette gamme après conversion en températures.

Toutefois on peut constater sur les images de convection mixte (figures 195a et 195b) que le sillage, qui présente lui aussi des températures du même ordre à partir de  $X^+ = 4$  environ sur la simulation, est bien représenté sur toute sa longueur, avec des gradients de faibles températures en accord avec le champ de température initial. Les profils extraits montrent en effet un accord très satisfaisant entre la simulation et les mesures PLIF.

## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE



**Figure 195** - Profils de température instantanés simulés et obtenus par PLIF dans le sillage du cylindre chauffé en convection mixte.

La principale différence entre les deux écoulements mixte et forcé est la concentration en acétone. En effet, pour l'écoulement mixte, la concentration dans le sillage demeure importante, même dans les zones de basse température, ce qui permet de limiter les erreurs lors de la division des deux images de fluorescence aux deux longueurs d'onde afin d'annuler l'influence de la concentration variable en acétone sur le signal. Ce n'est pas le cas pour l'écoulement forcé, où les zones de faible température correspondent aux zones de faible concentration (figures 189b et 189d). De fait, malgré la correction effectuée par le calcul du ratio des images à 308 et 248 nm, l'erreur y est importante. Il convient donc de maintenir la concentration en acétone aussi proche que possible de la concentration de référence à l'entrée de l'écoulement dans les zones où l'on cherche à obtenir une précision adéquate.

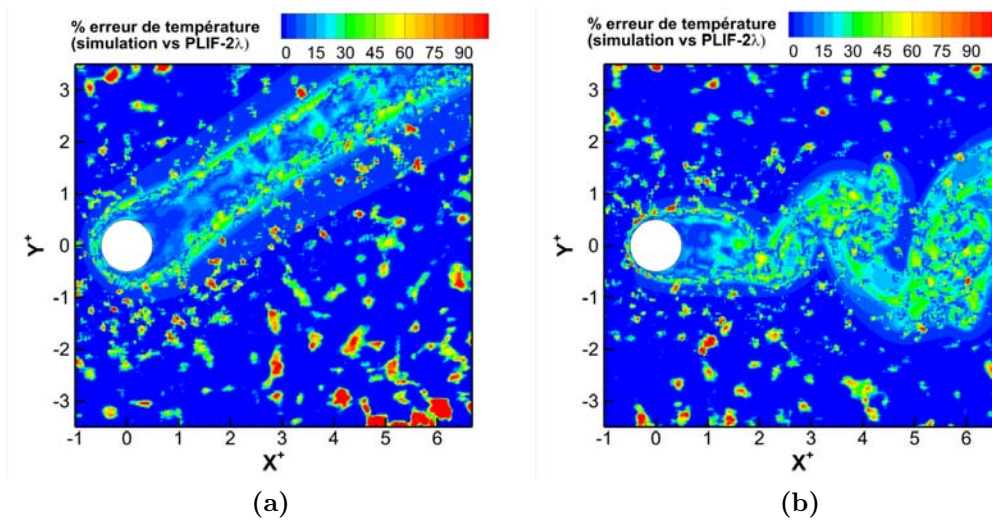
Pour pouvoir estimer la précision, on a ainsi calculé les images différentielles normalisées entre le champ de température d'origine simulé et celui obtenu par PLIF- $2\lambda$  (expression 44). Les champs de températures sont exprimés en température normée  $\Theta$ .

$$\text{Erreur} = \frac{|\Theta_{\text{Temp. PLIF}} - \Theta_{\text{Temp. Simu}}|}{\Theta_{\text{Temp. Simu}}} \quad (44)$$

Les figures 196a et 196b représentent ainsi l'écart, en pourcentage, entre ces deux champs, pour les deux premières images instantanées, en convection mixte et forcé.

On constate que dans les zones homogènes en température mais où la concentration est faible, des erreurs importantes ( $> 90\%$ ) émergent : ce sont les tâches "rouge vif" éloignées du sillage du cylindre, en particulier sur le cas de la convection mixte (figure 196a). Ceci s'explique par la représentation de la concentration en acétone dans ce cas (figure 189c), où l'on constate des niveaux quasi nuls d'acétone sur une plus grande partie de l'image que dans le cas de convection forcé.





**Figure 196** - Erreur normalisée (en pourcentage) entre le champ de température instantané simulé et celui obtenu par PLIF, pour la convection mixte (a) et forcée (b). Premier instant simulé.

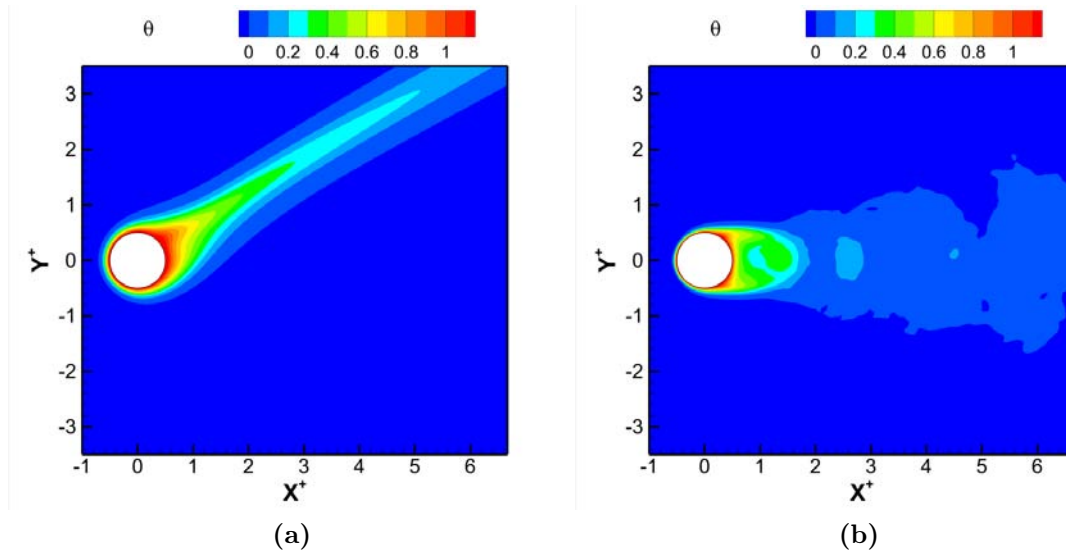
Toutefois, un filtrage à posteriori, rejetant les pixels pour lesquels la concentration en acétone serait trop faible, éliminerait ces zones sans intérêt pour l'étude, et permettrait de supprimer ces biais. En effet, le domaine d'étude concerne directement le sillage du cylindre et ses environs. Dans cette zone, la précision obtenue est relativement satisfaisante pour des mesures instantanées : dans le cas de la convection mixte, l'erreur est maintenue sous les 5 % jusqu'à  $X^+ = 1$ , puis sous les 15 % jusqu'à  $X^+ = 2.5$ . Au delà, des zones d'erreur plus élevées (entre 25 et 35 %) se manifestent, vraisemblablement liées à la baisse de la concentration en acétone. Ces erreurs se traduisent directement par une discontinuité dans les gradients de température du sillage, comme le montre la comparaison entre les figures 189a et 192a. Les erreurs augmentent également considérablement à la frontière entre le sillage et l'écoulement environnant, où le gradient de température est le plus important (passage de 120 à 5 °C sur moins d'1 D). On observe ainsi une erreur supérieure à 40 %, avec des zones à plus de 50 % (en jaune). Cette erreur plus importante se superpose parfaitement à la transition rapide (i.e. gradient important sur une faible distance) de température, comme le montre la zone d'erreur en amont du cylindre.

Ces observations valent aussi pour le cylindre en écoulement forcé, puisqu'on observe également ces erreurs plus importantes dans la zone de transition en amont du cylindre et aux frontières du sillage. Toutefois, les structures tourbillonnaires augmentent globalement l'erreur sur la température dans la totalité du sillage. On constate que celle-ci demeure contenue jusqu'à  $X^+ = 1$ , avec une valeur sous les 10 %. Au delà, la nature tourbillonnaire du sillage induit des gradients de température et concentration importants sur de faibles distances, augmentant considérablement l'erreur (entre 30 et 45 %, avec des zones à plus de 50 %). Cette erreur importante concerne principalement les structures du sillage de faible température. En effet, comme on l'a vu sur les images 193a à 193c, celles-ci ne sont pas distinctes de la température ambiante de l'écoulement après la conversion en température du signal PLIF, d'où une erreur très importante. On notera cependant que les structures comme les ordres de grandeur sont conservés, et ce même après plus de 4 D en aval du cylindre.

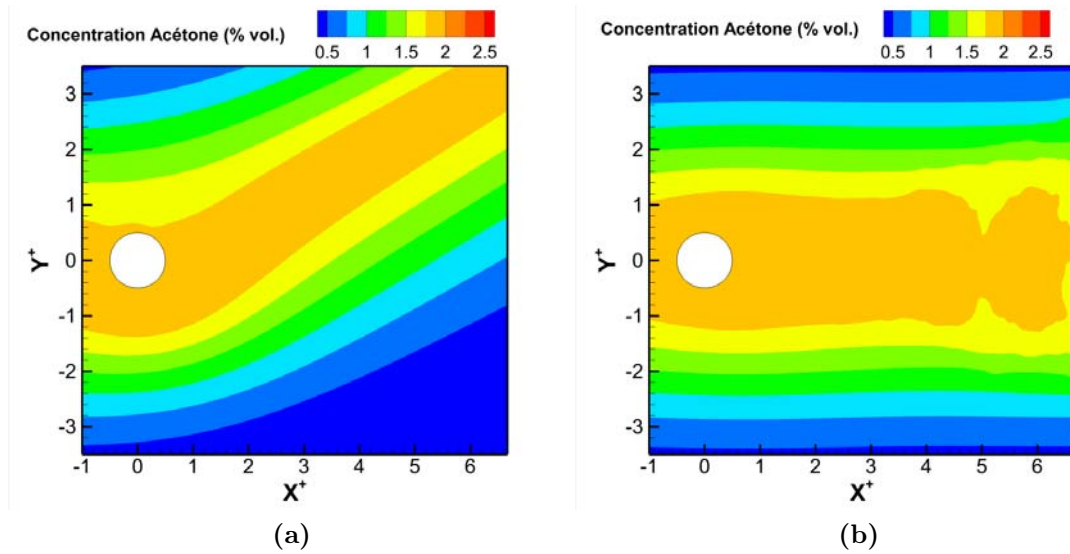
On constate ainsi qu'avec les caméras employées, à ce niveau de gain (200), pour une énergie de 220 mJ par tir avec le couple 248/308 nm, on peut obtenir des champs de température instantanés de dimension intéressante ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ), sur une gamme de température relativement basse (25-350 °C). Les structures de l'écoulement y sont correctement représentées. La précision demeure toutefois relativement faible dès lors que l'écoulement présente des zones de mélange (sillage, structures tourbillonnaires qui présentent des gradients importants de température/concentration) ou que l'on s'éloigne du cylindre. Ces constats valent toutefois pour le cas instantané. Le champ moyen de température devrait, quant à lui, présenter une meilleure précision et un accord simulation/PLIF encore plus satisfaisant. C'est l'objet de la dernière partie de cette étude.

### 5.3.2.3 Images moyennes

A partir d'images instantanées, employées pour estimer le gain en précision lié au calcul des images moyennes, les champs de température et concentration moyennes sont estimés et représentés figures 197 et 198. Pour se faire, seules 11 images instantanées ont été utilisées, du fait du temps de calcul nécessaire à la production des écoulements simulés et de la génération des fichiers compatibles contenant les champs de données (température et concentration) nécessaires à la simulation de la fluorescence. Toutefois, ce n'est pas un problème puisqu'on l'on observe d'ors et déjà une amélioration significative de la précision, qui ne pourrait que s'accroître avec un plus grand nombre d'images. Par ailleurs, la concentration et la température moyennes présentent des gradients moins importants. Ceci devrait augmenter naturellement la précision de la PLIF, directement reliée aux variations importantes de ces deux grandeurs

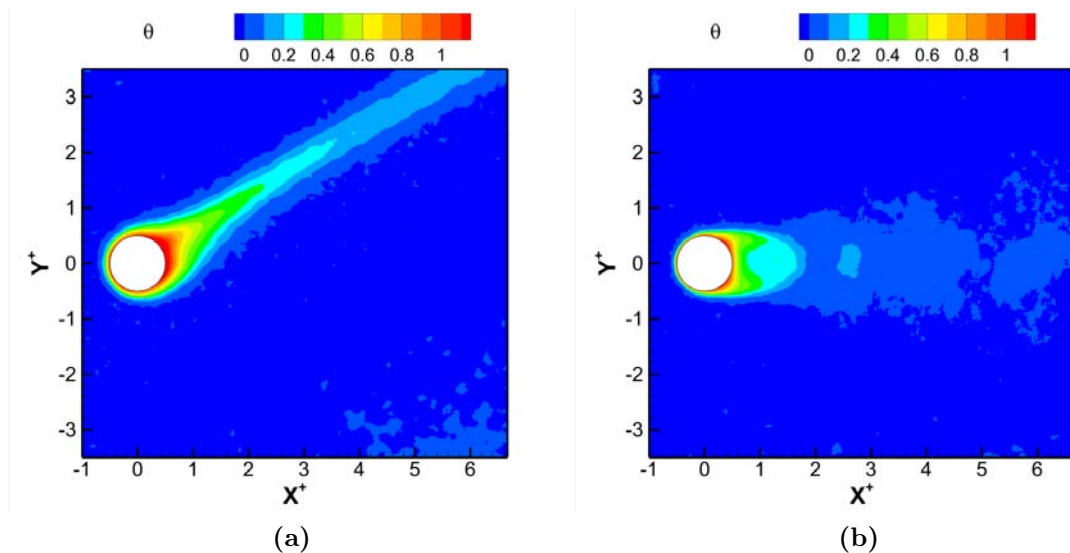


**Figure 197** - Champs moyens de température, pour la convection mixte (a) et forcée (b).



**Figure 198** - CChamps moyens de concentration pour la convection mixte (a) et forcée (b).

Les images moyennes obtenues après conversion du signal de fluorescence en champ de température (figures 199a et 199b) confirment que le champ moyen présente un meilleur accord entre les champs de température simulés et ceux obtenus par PLIF. En effet, comparés aux figures 197a et 197b, les champs moyens de température obtenus par PLIF rendent compte des gradients de température observés, et ce bien plus loin en aval du sillage que dans le cas des images instantanées, où les structures au-delà de  $X^+ = 4$  (dans le cas forcé) n'étaient pas visibles.

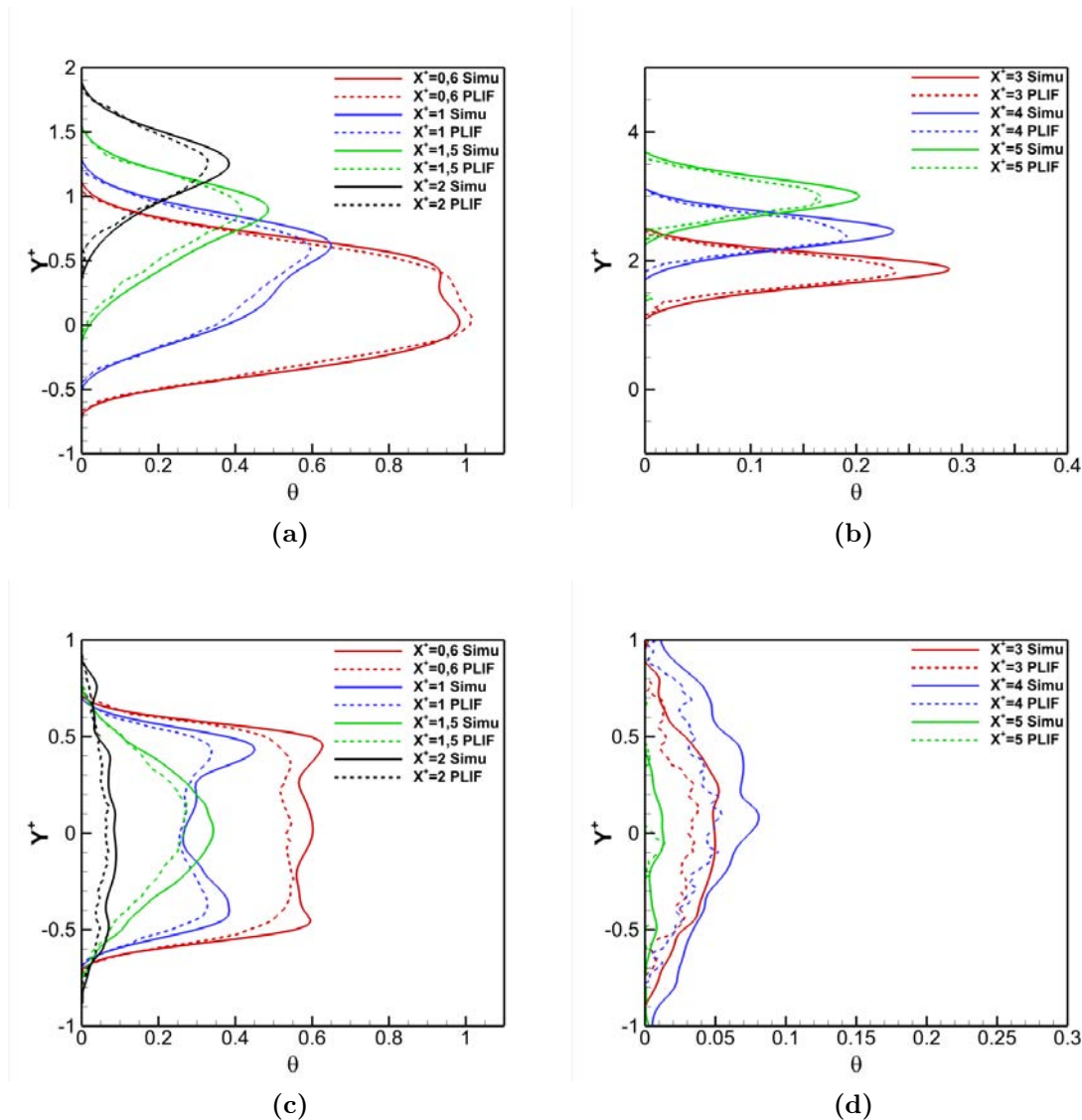


**Figure 199** - Champs moyens de températures après conversion du signal PLIF, pour la convection mixte (a) et forcée (b).



## 5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE

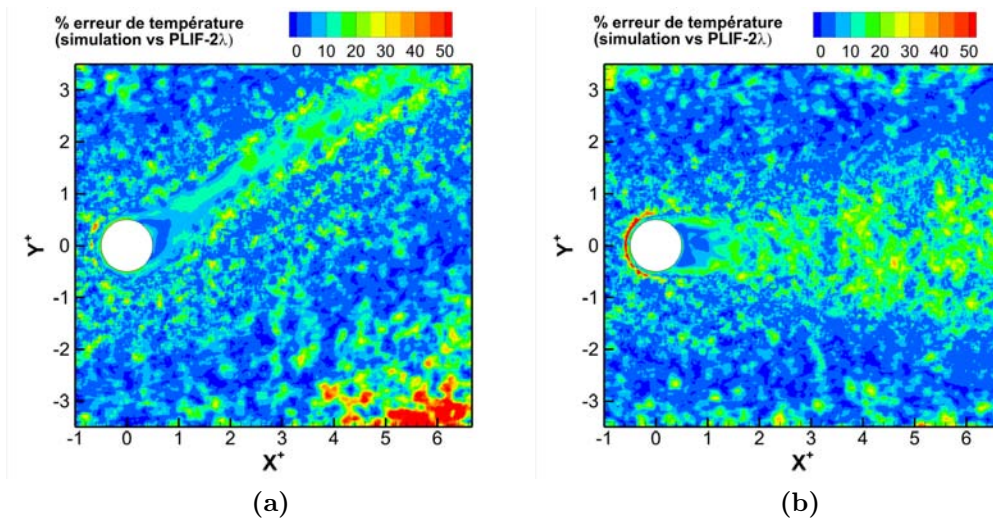
Les profils extraits et comparés aux simulations présentent ainsi un bon accord (figures 200a à 200d).



**Figure 200** - Profils des champs moyens de températures, simulés et par PLIF. En haut (a et b), profils pour l'écoulement de convection mixte. En bas (c et d), profils pour l'écoulement de convection forcée.

On constate toutefois que dans le cas mixte, la température est légèrement sous-estimée (sauf en proche paroi du cylindre, où elle est surestimée) et que l'écart augmente avec la distance au cylindre. En écoulement forcé, le constat est similaire, avec une sous-estimation de la température qui a pour effet de "lisser" les profils de température obtenus par PLIF, qui ne rendent ainsi plus parfaitement compte des gradients liés à la convection forcée. Comme pour la convection mixte, cet effet s'accroît avec l'éloignement dans le sillage, avec des écarts de température avoisinant les 50% dès  $X^+ = 4$ .

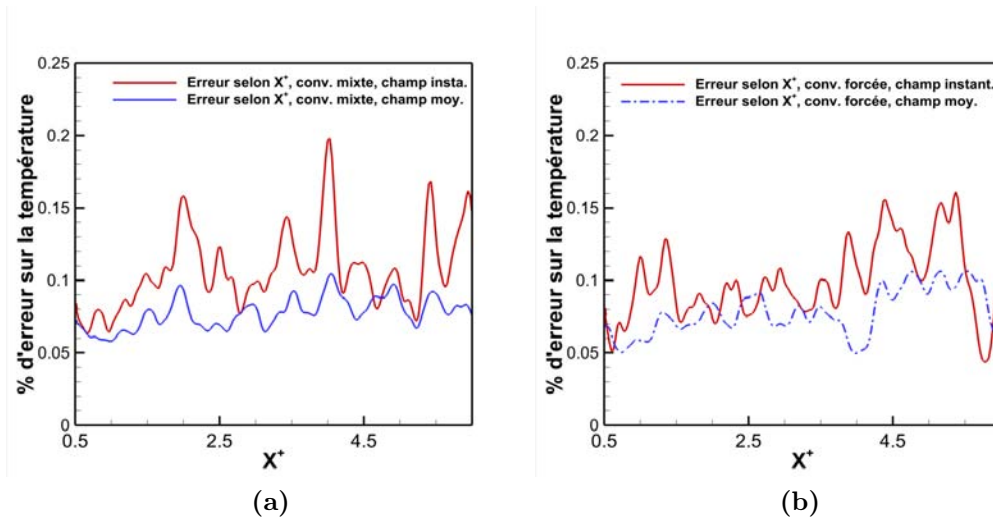
Afin d'estimer quantitativement la précision, des images de l'erreur pixel à pixel entre la simulation et la PLIF ont été générées. Les figures 201a et 201b représentent l'écart normalisé entre les deux champs de température, exprimé en pourcentage.



**Figure 201** - Ecart (en pourcentage) entre le champ de température moyen simulé et celui obtenu par PLIF, en convection mixte (a) et forcée (b).

Si dans le cas instantané l'erreur mesurée pouvait atteindre plus de 50 % par endroit en aval du sillage du cylindre chauffé, on constate que pour le champ moyen l'erreur est maintenue sous les 30 %, et ce même après  $X^+ = 5$ . En moyenne, que ce soit dans le cas mixte ou le cas forcé, la précision est contenue entre 10 et 20 %. Entre  $X^+ = 0$  et  $X^+ = 1$ , elle tombe sous les 10% avec même les zones les plus proches du cylindre (où la température est la plus élevée) présentant une erreur inférieure à 5 %. Hors du sillage, les mêmes artefacts que ceux observés sur les images instantanées sont identifiés, bien qu'en quantité inférieure et présentant des valeurs moins importantes, hormis pour le coin inférieur droit du cas de convection mixte.

L'écart observé sur les profils entre la simulation et la mesure PLIF a ensuite été moyenné, pour observer son évolution selon  $X^+$  dans les cas instantané et moyen, selon le régime de convection (figure 202).



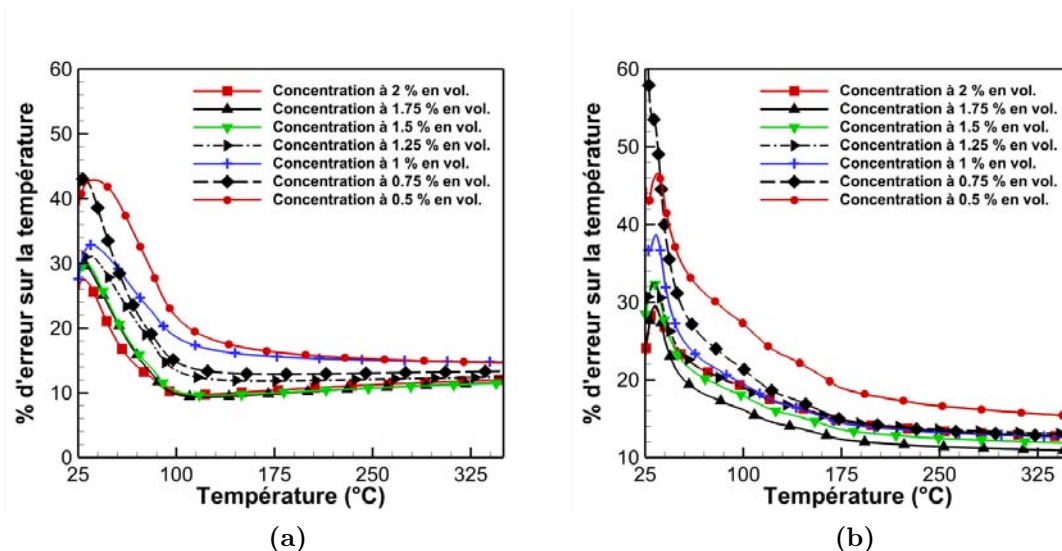
**Figure 202** - Ecart (en pourcentage) entre le champ de température moyen simulé et celui obtenu par PLIF, moyenné selon les profils  $X^+$ . Convection mixte (a) et convection forcée (b).

Les courbes figure 202 valident ainsi les conclusions obtenus. On y observe l'augmentation de l'erreur avec  $X^+$  dans le cas de la convection forcée, tandis que la précision demeure stable dans le cas de la convection mixte. La précision est enfin toujours supérieure dans le cas du champ moyen. Ces résultats, obtenus avec seulement 11 images instantanées, démontrent que pour des mesures de champs de température moyens, la configuration actuelle (caméras PIMAX 2 avec un gain de 200, Laser Excimer à 248 et 308 nm, à 220 mJ par pulse, pour une zone de mesure de 10 x 10 cm, épaisse de 0,1 mm) permet de parvenir à des mesures satisfaisantes rendant compte des transferts thermiques dans des conditions diverses, laminaires comme turbulentes, et ce pour des températures inférieures à 350 °C.

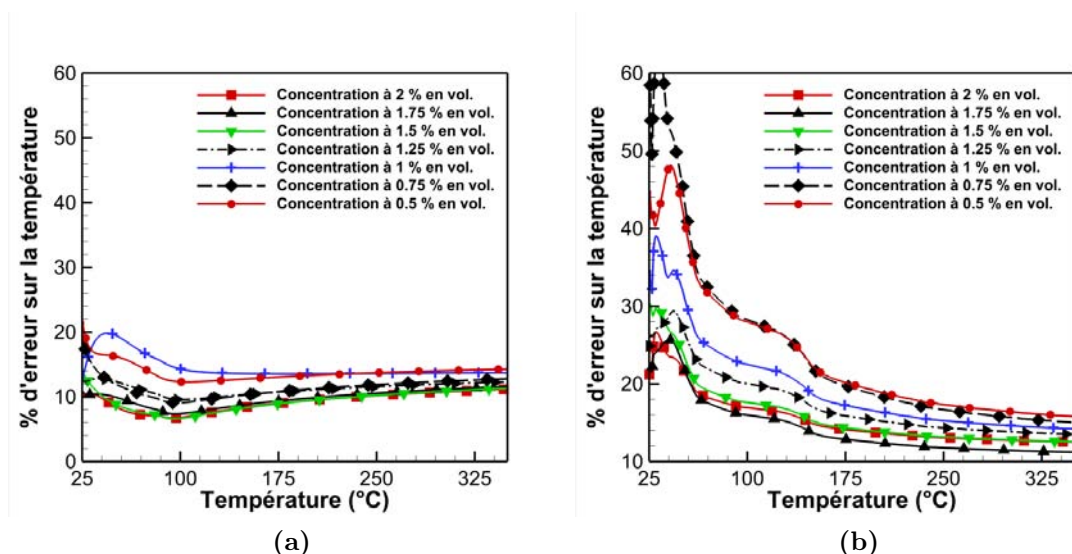
#### 5.3.2.4 Influence de la concentration sur l'erreur des températures mesurées

L'obtention des images d'erreurs sur les champs instantané et moyen montre que la concentration influence directement la précision de la mesure de température et donc l'erreur minimale dans les mesures de température. Malgré l'emploi de deux longueurs d'ondes, les zones de très faible concentration en acétone présentent des erreurs plus élevées. On a donc cherché à quantifier l'augmentation d'erreur induite par la diminution de la concentration.

Pour se faire, d'autres simulations avec des concentrations variables de 0.5 % à 2 % ont été réalisées. De même, l'erreur entre les champs obtenus par PLIF et ceux simulés a été qualifiée en fonction de la température. Ces essais ont été réalisés également pour les cas de convection mixte et forcée, en champ instantané et en champ moyen. Sur les images obtenues, et en fonction de la concentration, les pixels de l'image sont classés en fonction de la valeur de la température correspondante. Les courbes obtenues sont rapportées sur les figure 203 et 204 en simulant à nouveau la fluorescence de l'écoulement mais avec une concentration en acétone constante sur l'image, mais que l'on fait varier de 0.5 % à 2 %.



**Figure 203** - Erreur en fonction de la température et de la concentration en champ instantané, en régime de convection mixte (a) et de convection forcée (b).



**Figure 204** - Erreur en fonction de la température et de la concentration en champ moyen en régime de convection mixte (a) et de convection forcée (b).

Comme on peut le constater, il y a augmentation directe de l'erreur avec la baisse de la concentration, en accord avec ce qui a été constaté précédemment. La concentration minimum à employer se situe ici autour de 1.5 %, l'augmentation au-delà de cette valeur ne semblant pas améliorer la précision. On constate également que le cas de convection mixte, aussi bien instantané que moyen, offre une précision accrue, là aussi en accord avec ce qui a été constaté avec le champ de concentration non-homogène. Concernant la température, on notera enfin qu'en instantané, la précision s'améliore à haute température, conformément aux essais expérimentaux et aux résultats des simulations, ce qui est également valable pour le champ moyen en convection forcée. Dans le cas du champ moyen de convection mixte, on remarquera que ce constat ne se vérifie pas, puisque la précision est sensiblement la même sur toute la gamme de température testée.

## 5.4 Conclusion sur la simulation de la fluorescence

La fluorescence de l'acétone a été simulée en employant le modèle développé par Thurber [19], rendant fidèlement compte de l'intensité du signal théorique en fonction de l'énergie d'excitation, de la longueur d'onde, de la concentration et de la température. On rappellera toutefois que le modèle ici employé n'est valide que dans l'approximation de l'absence d'effets de pression et/ou de la composition du gaz ("quenching"). A ce modèle de la fluorescence, nous avons ajouté la modélisation des caméras employées (Princeton PIMAX 2) à travers une restitution du niveau de bruit correspondante au gain de l'intensification. De cette manière, il est possible d'obtenir des images simulées de signaux de fluorescence bruités conformément à la réalité, et ce à différentes longueurs d'onde, énergies et températures.

Ces résultats ont permis une étude paramétrique, conduisant à un choix de longueurs d'onde adéquat pour les mesures dont cette thèse faisait l'objet : le sillage d'un barreau chauffé. Il a ainsi pu être déterminé que la meilleure précision dépend de l'utilisation du couple 248/308 nm, et ce à l'énergie maximum disponible. Le couple 266/308 nm,

## **5. MODÉLISATION DE LA PHYSIQUE DE LA FLUORESCENCE DE L'ACÉTONE: APPLICATION À LA DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES EXPÉRIMENTAUX OPTIMAUX DE LA MESURE DE TEMPÉRATURE**

bien que supérieur en théorie, ne bénéficie pas (à 266 nm) d'une énergie suffisante pour être utilisable. Cette conclusion est également confirmée par nos travaux expérimentaux présentés dans les chapitres précédents.

La détermination des paramètres optimaux a permis de simuler les résultats attendus d'une mesure PLIF- $2\lambda$  appliquée à un écoulement autour d'un barreau chauffé virtuel et étudié dans deux cas, l'un en convection mixte et l'autre en convection forcée. La précision atteinte, aussi bien sur les images instantanées que sur les images moyennes, a pu être estimée et permet de conclure à l'utilisation pertinente de cette configuration pour l'obtention de champs moyens, éventuellement couplés à la PIV. Enfin, la concentration en acétone joue également un rôle important dans la précision de la mesure et il faudra chercher à minimiser ses variations même dans le cas de la PLIF à deux longueurs d'onde. De fait, le régime de l'écoulement influence directement la précision atteignable.

La mesure de champs instantanés demeure difficile quantitativement, la précision s'avérant trop faible malgré l'énergie et l'intensification employées. Le facteur limitant qu'est la caméra est ici démontré, et il semble clair que l'amélioration des mesures est conditionnée à l'emploi des prochaines générations de dispositifs d'acquisition, à même de présenter un rapport signal-sur-bruit plus élevé. En pratique, les simulations ont montré que l'augmentation de l'énergie LASER est moins importante que la capacité de la caméra à limiter l'apparition du bruit du photon. Enfin, l'autre conclusion à laquelle les simulations réalisées ont permis d'aboutir concerne les mesures à haute température ( $> 500\text{ °C}$ ) : si en pratique la PLIF présente une précision accrue dans cette gamme de température, la chute du signal de fluorescence correspondante semble prévenir toute mesure précise dès lors que l'on cherche à observer un champ de taille raisonnable ( $10 \times 10\text{ cm}^2$ ). Si la mesure PLIF à haute température s'avère précise, elle restera toutefois réservée à des mesures ponctuelles ou de champs de taille réduite.

# Chapitre 6

# Conclusion

## Sommaire

---

6.1	A propos de la PLIF- $2\lambda$ . . . . .	210
6.2	Perspectives . . . . .	213

---

## 6.1 A propos de la PLIF-2 $\lambda$

A travers cette thèse, nous avons cherché à mettre en pratique la mesure de champs de température instantanée par le biais de la Fluorescence Induite par LASER Plane (PLIF) à deux longueurs d'onde, en ayant recours à l'acétone comme traceur. L'objectif consistait à obtenir simultanément les champs de température et de vitesse en couplant la PLIF et la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Il est en effet possible de déterminer la température à partir du signal de fluorescence, dans la mesure où la concentration en acétone est connue. En utilisant deux longueurs d'onde d'excitation bien choisies simultanément, on peut obtenir directement le champ de température. La simultanéité des mesures PLIF et PIV devrait permettre d'obtenir directement les informations sur les corrélations de température et de vitesse moyennes et instantanées.

Pour caractériser la précision des mesures expérimentales, le sujet d'étude choisi est un cas académique de convection mixte d'un écoulement autour d'un cylindre chauffé de diamètre d'1 cm, impacté par un écoulement de vitesse variable. Le cas final retenu implique une température de surface de 250 °C pour une vitesse d'écoulement de 1.1 m/s. L'avantage d'étudier ce système académique réside dans la bonne connaissance des phénomènes convectifs, permettant ainsi de comparer les résultats obtenus par PLIF avec ceux de la littérature. Un écoulement de type jet plan a ainsi été réalisé et caractérisé aérothermiquement, avec et sans le cylindre chauffé.

Il a fallu dans un premier temps définir le matériel expérimental et la méthodologie expérimentale à employer (acquisitions et traitement d'images). La fluorescence de l'acétone présente un rendement très faible et il est nécessaire d'utiliser des caméras intensifiées pour mesurer un rayonnement de fluorescence suffisant. Une caméra par longueur d'onde excitatrice est nécessaire et il a fallu optimiser la synchronisation entre les tirs LASER, l'enregistrement de la fluorescence, des images de PIV et les données de contrôle (température de l'acétone liquide, température du jet, énergie LASER). Ensuite, les efforts se sont concentrés sur le traitement et la correction des images de fluorescence. Nous avons en effet identifié plusieurs sources d'erreur dans le signal obtenu qui nécessitent d'être prises en compte et corrigées pour que la calibration température - signal de fluorescence puisse être établie de manière fiable. Les images sont ainsi corrigées selon la variation temporelle de l'énergie LASER (valeur moyenne et tir à tir), selon la distribution spatiale de l'énergie (profil de nappe LASER), selon la variation de la concentration en acétone (variations de température et de pression dans le dispositif d'ensemencement), et selon les différentes sources de bruit (bruit électronique, bruit de fond, reflets). Une attention particulière a été portée sur le fonctionnement des caméras, qui se sont avérées présenter une réponse non-linéaire selon l'intensité du rayonnement incident, le gain et le pixel concerné. Des matrices de correction ont donc été réalisées pour permettre de rétablir la linéarité entre la fluorescence et le signal collecté dans toutes les situations. Enfin, un filtrage a été appliqué sur les images corrigées. Il fait appel à une combinaison de filtres qui a été mise en place pour augmenter le rapport signal sur bruit et tenter de réduire l'impact du bruit du photon sur les images. La conversion en champs de température a été rendue possible et ceux-ci, couplés aux champs de vitesse (à la fois instantanés et moyens) de l'écoulement de convection mixte derrière un cylindre chauffé ont pu être étudiés et comparés aux données de la littérature.



Dans un second temps, nous avons cherché à définir quels seraient les paramètres expérimentaux idéaux pour améliorer la précision de la mesure instantanée et moyenne de la température. Pour se faire, nous avons mis en place un modèle de la fluorescence développé par Thurber, auquel nous avons ajouté la modélisation de la réponse de nos caméras, afin de rendre compte du niveau de bruit réellement constaté, selon le gain, l'énergie LASER, la température et la longueur d'onde. Cette étude paramétrique a été réalisée sur un écoulement virtuel homogène en température et concentration et a ainsi permis de définir les critères déterminants et de choisir le couple de longueurs d'onde idéal pour une gamme de température comprise entre 20 et 350 °C. Enfin, ce choix a été appliqué sur des champs simulés d'un écoulement autour d'un cylindre chauffé, à la fois en régime de convection mixte et de convection forcée. Les simulations ont été réalisées dans des conditions proches des essais expérimentaux : taille de champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  pour une épaisseur de 0.5 mm, énergies LASER similaires, et caméras identiques. Les champs obtenus (instantanés et moyens) ont permis d'évaluer la précision de la PLIF en comparant les températures d'origines et celles déterminées par la PLIF à deux longueurs d'onde.

Plusieurs constats ont pu être déduits des expérimentations réalisées.

- D'un point de vue purement expérimental tout d'abord, il est rapidement apparu que la PLIF utilisant de l'acétone devait se limiter à des domaines d'étude de dimension réduite. Les débits d'acétone nécessaires deviennent très importants et des problèmes de sécurité, liés au stockage et à la concentration d'acétone dans la pièce qui approche la limite d'explosivité, apparaissent.
- La précision finale est directement dépendante de la capacité à contrôler parfaitement la pression et la température dans le pot d'ensemencement pour assurer une concentration en acétone constante et reproductible pendant les essais.
- La réalisation et la superposition des nappes LASER doit être effectuée avec le plus grand soin pour s'assurer que la correction liée à la non-homogénéité spatiale de l'énergie LASER soit minimale. Dans tous les cas, les LASERS de type Nd-YAG sont à éviter, leur cohérence provoquant inévitablement la formation de structures d'interférences 2D excessivement difficiles à corriger. Des méthodes de correction (en première approche) ont toutefois été développées pour permettre son utilisation.
- La réponse des caméras intensifiées en fonction d'un rayonnement de fluorescence n'est pas linéaire selon l'intensité et dépend également du gain d'intensification et de la position du pixel (variation de réponse pixel à pixel). La validité des mesures PLIF repose sur la linéarité de la réponse caméra, il est alors fondamental de réaliser un étalonnage pour corriger la linéarité après les mesures.
- Les générations de caméras similaires à celles employées présentent un bruit important lié au procédé d'intensification qui rend le bruit du photon prépondérant dans la limitation de la précision de la mesure de la température. Un filtrage adéquat permet toutefois de réduire l'impact de celui-ci. Notre choix s'est porté sur un double filtrage (médian et adaptatif) utilisant des fenêtres d'interrogation adaptées, avec des résultats satisfaisants.
- L'acquisition simultanée d'images de PLIF et de PIV, si elle nécessite un dispositif complexe et une synchronisation fine, ne pose en outre pas de problème particulier, et la présence des particules d'huile n'influencent pas le rayonnement de fluorescence mesurée par les caméras et la mesure de température.



Si nous sommes parvenus, au terme de nos expériences, à superposer des champs de températures et des champs de vitesses, il demeure que la précision reste insatisfaisante. Sur les champs instantanés, les structures thermiques dans le sillage du cylindre sont clairement identifiées mais les températures mesurées présentent des variations pixel à pixel très importantes. L'une des causes est la trop faible énergie du YAG à 266 nm, qui entraîne une surestimation des températures liée au bruit lors de la conversion des ratio 308/266 nm. En champs moyens, la précision s'améliore et une bonne correspondance, en sillage proche, entre champ thermique et champ de vitesse a été observée. Toutefois, sur l'ensemble du sillage, des disparités importantes apparaissent. En l'état, avec le matériel à notre disposition et en particulier le LASER Nd-YAG à 266 nm, les mesures PLIF- $\lambda$  ne peuvent servir qu'à des études qualitatives.

Une étude numérique a ensuite été réalisée pour savoir sous quelles conditions (énergie LASER, gain d'intensification, caméra, longueurs d'onde excitatrices) la précision des mesures de champs de température par PLIF serait satisfaisante.

De ces simulations ont émergé plusieurs constats :

- L'augmentation du signal liée à l'augmentation du gain d'intensification n'étant pas linéaire, l'accroissement de la précision est maximisée aux hautes valeurs de gain et ce, quelle que soit l'intensité du signal de fluorescence.
- Le couple 266/308 nm présente la meilleure précision. Toutefois, l'énergie LASER étant limitée à 266 nm par la technologie, l'intérêt du couple est limité.
- Le couple 248/308 nm s'avère être le meilleur compromis pour des mesures sur la gamme 20-350 °C, avec une précision légèrement inférieure au couple 266/308 à basse température (autour de 25 °C) mais similaire au-delà de 120 °C.
- Malgré une précision théorique croissante avec la température, le signal de fluorescence à 600 °C devient trop faible pour obtenir une mesure satisfaisante des champs de température. En pratique, les mesures à ces températures sont limitées à des mesures ponctuelles ou des champs de petites dimensions.
- Avec une énergie de 220 mJ/tir et un gain de 200, la précision atteignable sur le champ de  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  peut atteindre 5 % d'erreur en champs moyens et environ 15 % sur les champs instantanés, en sillage proche. L'erreur augmente avec la diminution de la concentration et donc avec la longueur du sillage et ses frontières.

En conclusion, si la PLIF à deux longueurs d'onde dans l'air permet en principe des mesures instantanées de champs de température de dimensions importantes, la précision atteignable est directement limitée par la technologie des caméras employées et le niveau d'énergie des sources d'excitation. Son utilisation semble par ailleurs obligatoirement liée à l'utilisation des longueurs d'onde 248 et 308 nm, les seules à même de fournir l'énergie incidente adéquate. Si l'usage des deux longueurs d'onde permet de compenser les variations locales de concentration en acétone, la diminution importante de celle-ci vis à vis de l'ensemencement de consigne implique une chute importante de précision. Toutefois, nous avons montré qu'il était techniquement possible de parvenir à réaliser de telles mesures simultanément à des mesures de champs de vitesse, ce qui ouvre la voie à l'obtention de corrélations températures(par PLIF-2 $\lambda$ )-vitesses (par PIV) à l'avenir.

## 6.2 Perspectives

Plusieurs éléments pourraient être étudiés pour faire suite à ce travail, afin d'améliorer la précision des mesures et l'attrait de la PLIF- $2\lambda$  dans le cadre des études thermiques au sein du laboratoire :

- Répéter les essais expérimentaux (étalonnage et mesures) sur le jet chaud (avec et sans barreau) en remplaçant le Nd-YAG par un laser Excimer à 248 nm.
- L'utilisation d'un second LASER à 248 nm permettrait d'assurer un "calage" des simulations réalisées, en ajustant les coefficients des modèles de fluorescence et réponse caméra.
- La re-linéarisation des réponses caméras utilise une normalisation des valeurs maximum à 65 535 niveaux (16 bits), ce qui peut avoir pour effet de diminuer le taux d'accroissement de la conversion fluorescence-signal, réduisant encore plus les valeurs faibles. Un impact sur le ratio signal-sur-bruit peut être à étudier, en vérifiant l'effet d'utiliser une valeur maximum plus importante.
- La réduction de la taille des champs pourrait permettre, en première approche, de parvenir à des mesures d'une bien meilleure précision. La contrainte serait alors de trouver des optiques à fort grossissement et suffisamment lumineuses.
- L'utilisation de la diffusion de Rayleigh a donné des résultats encourageants lors d'essais exploratoires (rapportés en Annexe A.6). Des travaux plus poussés dans cette direction sont à envisager pour les cas où seule la mesure des champs de température est recherchée.

Enfin, pour poursuivre dans la voie de la simulation de la PLIF, il pourrait être réalisé une "bibliothèque" simulant les réponses de différentes caméras, pour permettre de choisir ensuite, en fonction de l'expérience à réaliser, lesquelles présentent les meilleures possibilités. Le couplage de cette bibliothèque avec le modèle de la fluorescence en fonction de la longueur d'onde, concentration, énergie et température, devrait alors nous permettre de définir avant l'expérimentation tous les paramètres à vérifier pour parvenir à la précision voulue. Il demeure que des évolutions technologiques sont à espérer, en particulier vis à vis de la caméra et de la fréquence de fonctionnement des LASERS, pour parvenir à faire de la PLIF un outil métrologique aussi commun et aisé d'emploi que le sont aujourd'hui la PIV ou la LDV.



# Références bibliographiques

- [1] M. Boirlaud, “Contribution de l’étude de la convection mixte en régime turbulent,” Ph.D. dissertation, Université de Poitiers, ENSMA, 2012.
- [2] K. D. Jensen, “Flow measurements,” *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, vol. 26, no. 4, pp. 400–419, 2004.
- [3] R. B. Miles, A. P. Yalin, Z. Tang, S. H. Haidi, and J. N. Forkey, “Flow field imaging through sharp-edged atomic and molecular ‘notch’ filters,” *Measurements Science and Technology*, vol. 12, pp. 442–451, 2001.
- [4] P. Wu, W. R. Lempert, and R. B. Miles, “Megahertz pulse-burst laser and visualization of shock-wave/boundary-layer interaction,” *AIAA Journal*, vol. 38, no. 4, pp. 672–679, 2000.
- [5] *A Study of Heat Transfer from a Horizontal Vibrating Cylinder by Means of Holographic Interferometry*, 1985.
- [6] J. Stasiek and T. Kowalewski, “Thermochromic liquid crystals applied for heat transfer research,” *Opto-Electronics Review*, vol. 10, pp. 1–10, 2002.
- [7] C. Abram, B. Fond, A. Heyes, and F. Beyrau, “High-speed planar thermometry and velocimetry using thermographic phosphor particles,” *Applied Physics B*, vol. 111, pp. 155–160, 2013.
- [8] B. Giachetti, “Etude expérimentale et numérique du développement d’un écoulement chaud vertical en milieu semi-confiné sous l’influence d’une ventilation mécanique : application à une station de métropolitain,” Ph.D. dissertation, Université de Poitiers, 2015.
- [9] F. Lemoine, Y. Antoine, M. Wolff, and M. Lebouche, “Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in a turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA,” *Experiments in Fluids*, vol. 26, pp. 315–323, 1999.
- [10] K. Hishida and J. Sakakibara, “Combined planar laser-induced fluorescence-particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields,” *Experiments in Fluids*, vol. 29, pp. 129–140, 2000.
- [11] B. Yip, F. Miller, A. Lozano, and R. K. Hanson, “A combined OH/acetone planar laser-induced fluorescence imaging technique for visualizing combustions flows,” *Experiments in Fluids*, vol. 17, pp. 330–336, 1994.
- [12] F. Grisch, A. Bresson, P. Bouchardy, and B. Attal-Tretout, “Advanced optical diagnostics applied to dynamic flames and turbulent jet,” *Aerospace Science and Technology*, vol. 6, pp. 465–479, 2002.
- [13] M. Shimura, T. Ueda, G.-M. Choi, M. Tanahashi, and T. Miyauchi, “Simultaneous dual-plane CH PLIF, single-plane OH PLIF and dual-plane stereoscopic PIV measurements in methane-air turbulent premixed flames,” *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 33, pp. 775–782, 2010.
- [14] F. Ossler and M. Alden, “Measurements of picosecond laser induced fluorescence from gas-phase 3-pentanone and acetone: implications to combustion diagnostics,” *Applied Physics B*, vol. 64, pp. 493–502, 1997.

- 
- [15] B. Williams, P. Ewart, X. Wang, R. Stone, H. W. H. Ma, R. Cracknell, R. Stevens, D. Richardson, H. Fu, and S. Wallace, "Quantitative planar laser-induced fluorescence imaging of multi-component fuel/air mixing in a firing gasoline-direct-injection engine: effects of residual exhaust gas on quantitative PLIF," *Combustion and Flame*, vol. 157, pp. 1866–1878, 2010.
  - [16] W. Koban, J. D. Koch, R. K. Hanson, and C. Schulz, "Toluene LIF at elevated temperatures: implications for fuel-air ratio measurements," *Applied Physics B*, vol. 80, pp. 147–150, 2005.
  - [17] J. B. Ghandi and P. G. Felton, "On the fluorescent behavior of ketones at high temperatures," *Experiments in Fluids*, vol. 21, pp. 143–144, 1996.
  - [18] A. Lozano, B. Yip, and R. K. Hanson, "Acetone: a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 13, pp. 369–376, 1992.
  - [19] M. C. Thurber, "Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows," Ph.D. dissertation, Stanford University, 1999.
  - [20] A. Bresson, "Techniques d'imagerie quantitatives : fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions," Ph.D. dissertation, Université de Rouen, 2000.
  - [21] G. Luckey and W. Noyes, "The fluorescence of acetone vapor," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 19, pp. 227–231, 1951.
  - [22] H. Groh, G. Luckey, and W. Noyes, "The mechanism of acetone vapor fluorescence," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 21, pp. 115–118, 1953.
  - [23] A. Halpern and W. Ware, "Excited singlet state radiative and nonradiative transition probabilities for acetone, acetone-d<sub>6</sub> and hexafluoroacetone in the gas phase, in solution and in the neat liquid," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 54, pp. 1271–1276, 1971.
  - [24] E. Lee and R. Lewis, "Photochemistry of simple aldehydes and ketones in the gas phases," *Advanced Photochemistry*, vol. 12, pp. 1–95, 1980.
  - [25] M. Lee, P. Paul, and R. Hanson, "Quantitative imaging of temperature fields in air using planar laser-induced fluorescence," *Optic Letters*, vol. 12, pp. 75–77, 1987.
  - [26] "Fiche toxicologique de l'acétone," FT3 Services techniques et médicaux de l'INRS, Edition 2008.
  - [27] T. Gierczak, J. Burkholder, S. Bauerle, and A. Ravishankara, "Photochemistry of acetone under tropospheric conditions," *Chemical Physics*, vol. 231, pp. 229–244, 1998.
  - [28] R. Hanson, "Combustion diagnostics : planar imaging techniques," in *21<sup>st</sup> Symposium on Combustion*, Munich, Germany, 1986, pp. 1677–1691.
  - [29] M. C. Thurber, F. Grisch, and R. K. Hanson, "Temperature imaging with single and dual wavelength acetone planar laser-induced fluorescence," *Optics Letters*, vol. 22, no. 4, pp. 251–253, 1997.

- 
- [30] T. Tran, Y. Kochar, and J. Seitzman, "Measurements of liquid acetone fluorescence and phosphorescence for two-phase fuel imaging," in *43<sup>rd</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, USA, 2005.
- [31] G. Breuer and E. Lee, "Fluorescence decay times of cyclic ketones, acetone, and butanal in the gas phase," *Journal of Physical Chemistry*, vol. 71, pp. 989–990, 1971.
- [32] J. Heicklein, "The fluorescence and phosphorescence of biacetyl vapor and acetone vapor," *Journal of American Chemical Society*, vol. 81, pp. 3863–3866, 1959.
- [33] M. C. Thurber, F. Grisch, B. J. Kirby, M. Votsmeier, and R. K. Hanson, "Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics," *Applied Optics*, vol. 37, no. 21, pp. 4963–4978, 1998.
- [34] L. Yuen, J. Peters, and R. Lucht, "Pressure dependence of laser-induced fluorescence from acetone," *Applied Optics*, vol. 36, pp. 3271–3277, 1997.
- [35] M. C. Thurber and R. K. Hanson, "Pressure and composition dependences of acetone laser-induced fluorescence with excitation at 248, 266 and 308 nm," *Applied Physics B*, vol. 69, pp. 229–240, 1999.
- [36] —, "Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 30, pp. 93–101, 2001.
- [37] J. Caldwell and D. Hoare, "Carbon monoxide yields in the photolysis of acetone," *Journal of American Chemical Society*, vol. 84, pp. 3987–3990, 1962.
- [38] F. Grossman, P. B. Monkhouse, M. Ridder, V. Stick, and J. Wolfrum, "Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3 pentanone," *Applied Physics B*, vol. 62, pp. 249–253, 1996.
- [39] R. A. Copeland and D. R. Crosley, "Radiative collisional and dissociative processes in triplet acetone," *Chemical Physics Letters*, vol. 115, no. 4-5, pp. 362–368, 1985.
- [40] G. D. Greenblatt, S. Rhuman, and Y. Haas, "Fluorescence decay kinetics of acetone vapour at low pressures," *Chemical Physics Letters*, vol. 112, no. 3, pp. 200–206, 1984.
- [41] R. A. Bryant, J. M. Donbar, and J. F. Driscoll, "Acetone laser-induced fluorescence for low-pressure / low-temperature flow visualization," *Experiments in Fluids*, vol. 28, pp. 471–476, 2000.
- [42] D. Dussault and P. Hoess, "Noise performance comparison of ICCD with CCD and EMCCD cameras," in *Infrared Systems and Photoelectronics Technology*, vol. 195, 2004.
- [43] T. C. Williams and C. R. Shaddix, "Simultaneous correction of flat field and nonlinearity response of intensified charge-coupled devices," *Review of Scientific Instruments*, vol. 78, 2007.

- 
- [44] C. Brossard, A. Bresson, P. Gicquel, and F. Grisch, “Cartographies simultanées de vitesse, de température et de concentration par PIV et PLIF d’un jet d’air chaud ensemencé,” in *Congrès Francophone de vélocimétrie laser*, ONERA, Palaiseau, France, 2004.
  - [45] B. Petersen, J. Ghandhi, and J. Koch, “Fluorescence saturation measurements of 3-pentanone,” *Applied Physics B*, vol. 93, pp. 639–644, 2008.
  - [46] M. Tanahashia, S. Murakamia, G. Choib, Y. Fukuchia, and T. Miyauchia, “Simultaneous CH-OH PLIF and stereoscopic PIV measurements of turbulent premixed flames,” in *Proceedings of the Combustion Institute*, vol. 30, 2005, pp. 1665–1672.
  - [47] M. Gamba, N. Clemens, and O. Ezekoye, “Volumetric PIV and 2d OH PLIF imaging in the far-field of a low reynolds number nonpremixed jet flame,” *Measurements Science and Technology*, vol. 24, pp. 3–24, 2013.
  - [48] J. Sakakibara, K. Hishida, and M. Maeda, “Measurements of thermally stratified pipe flow using image processing techniques,” *Experiments in Fluids*, vol. 16, pp. 82–96, 1993.
  - [49] J. Sakakibara and R. J. Adrian, “Whole field measurements of temperature in water using two-color laser induced fluorescence,” *Experiments in Fluids*, vol. 26, pp. 7–15, 1999.
  - [50] A. Petracci, R. Delfos, and J. Westerweel, “Combined PIV/LIF measurements in a rayleigh-bénard convection cell,” in *13<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2006.
  - [51] M. S. Tsurikov and N. T. Clemens, “Scalar/velocity imaging of the fine scales in gas-phase turbulent jets,” in *39<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Exhibit*, Reno, NV, USA, 2001.
  - [52] S. A. Filatyev, M. P. Thariyan, R. P. Lucht, and J. P. Gore, “Simultaneous stereo particle images velocimetry and double-pulsed planar laser-induced fluorescence of turbulent premixed flames,” *Combustion and Flame*, vol. 150, pp. 201–209, 2007.
  - [53] R. Mehta and P. Bradshaw, “Design rules for small low speed wind tunnels,” *The Aeronautical Journal of the Royal Aeronautical Society*, pp. 443–449, 1979.
  - [54] J. Groth, *On the modelling of homogeneous turbulence*, Technical Report. Department of Mechanics, KTH, SE-100 44, Stockholm, 1991.
  - [55] G. Batchelor, *The Theory of Homogeneous Turbulence*. Cambridge University Press, 1970.
  - [56] Y. Su, “Flow analysis and design of three dimensionnal wind tunnel contractions,” *AIAA Journal*, vol. 29, pp. 1912–1919, 1991.
  - [57] T. Morel, “Comprehensive design of axiymmetric wind tunnel contractions,” *Journal of Fluids Engineering*, vol. 97, pp. 225–233, 1975.
  - [58] M. Miozzi, F. Lalli, and G. Romano, “Experimental investigation of a free-surface turbulent jet with coanda effect,” *Experiments in Fluids*, vol. 49, pp. 341–353, 2010.



- 
- [59] S. A. Jordan, "Investigation of the cylinder separated shear layer physics by LES," *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 23, pp. 1–12, 2002.
  - [60] C. Norberg, "Flow around circular cylinders : aspects of fluctuating lift," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 15, pp. 459–469, 2001.
  - [61] C. N. Markides and E. Mastorakos, "Measurements of scalar dissipation in a turbulent plume with planar laser-induced fluorescence of acetone," *Chemical Engineering Science*, vol. 61, pp. 2835–2842, 2006.
  - [62] S. Bhattacharyya and A. Singh, "Vortex shedding and heat transfer dependence on effective reynolds number for mixed convection around a cylinder in cross flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, pp. 3202–3212, 2010.
  - [63] P. Paranthoen, F. Dumouchel, and J. Lecordier, "The effective Reynolds number of a heated cylinder," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 12, pp. 1787–1794, 1998.
  - [64] S. Pfadler, M. Löffler, F. Beyrau, and A. Leipertz, "Improvement of planar laser diagnostics by the application of a beam homogenizer," *Journal of Physics*, vol. 85, pp. 10–12, 2007.
  - [65] D. Sakay, "Contribution à la caractérisation expérimentale des transferts couplés en écoulement turbulent en conduite horizontale avec ou sans condensation," Ph.D. dissertation, Université de Poitiers, 2014.
  - [66] G. Lalizel, "Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres," Ph.D. dissertation, Université de Rouen, 2004.
  - [67] R. H. Chan, C.-W. Ho, and M. Nikolova, "Convergence of Newton's method for a minimization problem in impulse noise removal," *Journal of Computational Mathematics*, vol. 22, p. 168, 2004.
  - [68] D. Wilson, B. Noble, and B. Lee, "Pressure dependence of fluorescence spectra," *Journal of Chemistry*, vol. 34, pp. 1392–1396, 1961.
  - [69] G. Porter and B. Connelly, "Kinetics of excited molecules. Dissociation processes," *Journal of Chemistry*, vol. 33, pp. 81–85, 1960.
  - [70] G. Kohlmaier and B. Rabinovitch, "Collisional transitions probabilities for vibrationnal deactivation of chemically actived sec-butyl radicals. The rare gases," *Journal of Chemistry*, vol. 38, pp. 1692–1714, 1963.
  - [71] A. Strachan, R. Boyd, and K. Kutschke, "Multistage deactivation in the photolysis of hexafluoroacetone," *Canadian Journal of Chemistry*, vol. 38, pp. 1692–1714, 1963.
  - [72] H. Hippler, J. Troe, and H. Wendelken, "Collisional deactivation of vibrationally highly excited polyatomic molecules. IV. Energy dependence of  $\langle \text{textscDeltae} \rangle$  in azulene," *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.*, vol. 93, pp. 428–434, 1989.

- 
- [73] T. Shimanouchi, *Tables of Molecular Vibrational Frequencies, Consolidated Volume I (NSRDS - NBS 39)*. U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1972.
  - [74] P. Pouvil, “Bruit,” Cours de l’Ecole National Supérieure de l’Electronique et de ses Applications, Tech. Rep., chapitre 4.
  - [75] M. Pham, F. Plourde, and K. Doan, “Flow measurements,” *Turbulent heat and mass transfer in sinusoidal wavy channels*, vol. 29, no. 5, pp. 1240–1257, 2008.
  - [76] F. Plourde, M. Pham, K. Doan, and S. Balachandar, “Direct numerical simulations of a rapidly expanding thermal plume: structure and entrainment interaction,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 604, pp. 99–123, 2008.
  - [77] R. B. Miles, W. R. Lampert, and J. N. Forkey, “Review article : Laser Rayleigh scattering,” *Measurements Science and Technology*, vol. 12, pp. R33–R51, 2001.
  - [78] O. Dégardin, B. Renou, and A. M. Boukhalfa, “Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and Rayleigh scattering in stratified flames,” *Experiments in Fluids*, vol. 40, pp. 452–463, 2006.
  - [79] S. A. Kaiser, J. H. Franck, and M. B. Long, “Use of Rayleigh imaging and ray tracing to correct for beam-steering effects in turubulent flames,” *Applied Optics*, vol. 44, no. 31, pp. 6557–6564, 2005.
  - [80] R. A. Patton, K. N. Gabet, N. Jiang, W. R. Lempert, and J. A. Sutton, “Multi-kHz temperature imaging in turbulent non-premixed flames using planar Rayleigh scattering,” *Applied Physics B*, vol. 108, pp. 377–393, 2012.
  - [81] M. B. Long, S. L. Philip, and C. D. Fourquette, “Simultaneous two-dimensional mapping of species concentration and temeprature in turbulent flames,” *Optics Letters*, vol. 10, p. 267, 1985.
  - [82] R. Schießl, S. Kaiser, M. Long, and U. Maas, “Instantaneous and quantitative two-dimensional measurements of multiple scalars by Rayleigh/depolarized Rayleigh scattering in turbulent nonpremixed flames,” Universität at Karlsruhe: EVA - Elektronisches Volltextarchiv(Germany), Tech. Rep., 2009.
  - [83] R. J. Adrian and J. Westerweel, *Particle Image Velocimetry*. Cambridge University Press, 2011.
  - [84] T. Hori and J. Sakakibara, “High-speed scanning stereoscopic PIV for 3D vorticity measurement in liquids,” *Measurement Science and Technology*, vol. 15, pp. 1067–1078, 2004.
  - [85] R. J. Adrian, “Twenty years of particle image velocimetry,” *Experiment in Fluids*, vol. 39, pp. 159–169, 2005.
  - [86] C. Brücker, D. Hess, and J. Kitzhofer, “Single-view volumetric PIV via high-resolution scanning, isotropic voxel restructuring and 3d least-squares matching (30-LSM),” *Measurement Science and Technology*, vol. 24, 2013.

- 
- [87] T. Handa, M. Masuda, M. Kashitani, and Y. Yamaguchi, "Measurements of number densities in supersonic flows using a method based on laser-induced acetone fluorescence," *Experiments in Fluids*, vol. 50, no. 6, pp. 1685–1694, 2011.
- [88] G. S. Elliott, M. Samimy, and S. A. Arnette, "A molecular filter based velocimetry technique for high speed flows," *Experiments in Fluids*, vol. 18, no. 1-2, pp. 107–118, 1994.
- [89] J. N. Forkey, W. R. Lempert, and R. B. Miles, "Accuracy limits for planar measurements of flow field velocity, temperature and pressure using filtered rayleigh scattering," *Experiments in Fluids*, vol. 24, no. 2, pp. 151–162, 1998.
- [90] S. C. Snyder, L. D. Reynolds, G. D. Lassahn, J. R. Finckle, C. B. Shaw, and R. J. Kearney, "Determination of gas temperature and velocity profiles in an argon thermal-plasma jet by laser light scattering," *Physics Review E*, vol. 47, no. 3, 1996.
- [91] P. Paranthoën, "Estimation des paramètres statistiques d'une grandeur physique aléatoire; application au cas de la diffusion d'une source linéaire de chaleur dans la couche limite turbulente d'une plaque plane," Ph.D. dissertation, Université de Rouen, 1972.
- [92] R. H. Chan, C.-W. Ho, and M. Nikolova, "Salt-and-pepper noise removal by median-type noise detectors and detail-preserving regularization," *IEEE Transactions on Image Processing*, vol. 14, no. 10, pp. 1479–1485, 2005.
- [93] G. N. Abramovich, *The Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, 1963.
- [94] N. Rajaratnam, *Turbulent Jets*. Elsevier Scientific Publishing Company, 1976.

# Annexes A

## Annexes

### A.1 Tableaux de concentrations mesurées

Campagne 1		266 et 308 nm	
Température (°C)	Pression (bars)	Temp. acétone (°C)	Concentration (% vol.)
21,79	3	-15,51	1,527 %
22,25	3	-15,71	1,510 %
22,57	3	-16,72	1,428 %
28,74	3	-15,68	1,512 %
33,62	3	-16,58	1,439 %
35,74	3	-16,28	1,463 %
42,2	3	-16,28	1,463 %
43,35	3	-16,04	1,483 %
49,83	3	-16,43	1,451 %
49,86	3	-15,14	1,558 %
71,14	3	-16,36	1,457 %
76,99	3	-16,53	1,443 %
97,15	3	-16,45	1,449 %
106,49	3	-16,49	1,446 %
112,33	3	-16,6	1,437 %
124,05	3,05	-16,96	1,386 %
135,58	3	-16,28	1,463 %

**Table 15** - Points de mesure, pression, température de l'acétone liquide et concentration résultante pour les 2 longueurs d'onde lors de la première campagne d'étalonnage.

## Campagne 2 - 266 nm

Température (°C)	Pression (bars)	Temp. acétone (°C)	Concentration (% vol.)
18,899	3,6	-3,44	2,404 %
21,630	3,4	-13,30	1,520 %
23,150	4,2	-4,53	1,950 %
50,764	4,2	-7,25	1,697 %
58,821	4,2	-4,49	1,954 %
73,372	3,7	-4,70	2,195 %
91,589	3,65	-5,56	2,129 %
106,361	3,4	-9,44	1,869 %
119,319	3,6	-5,54	2,161 %

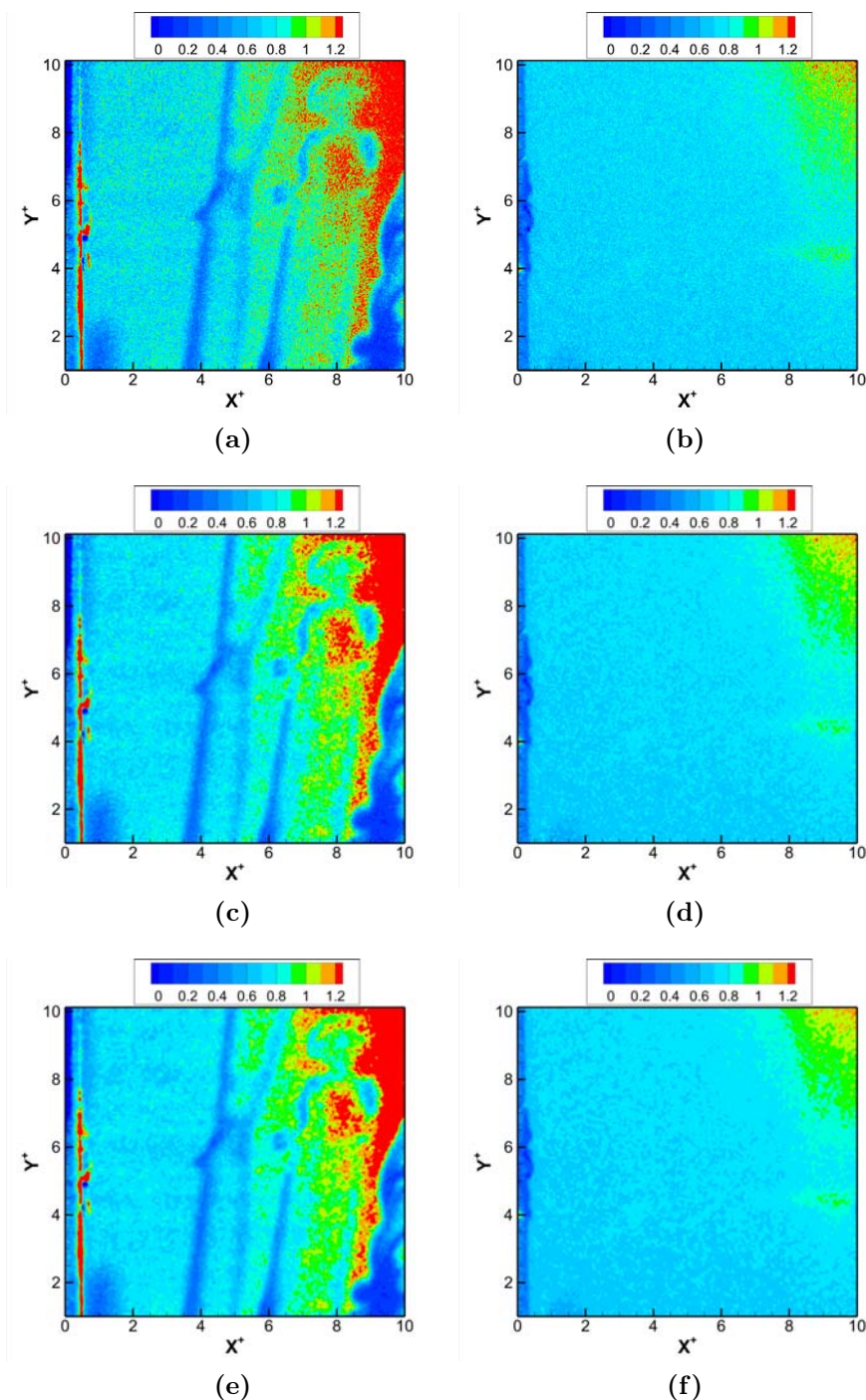
**Table 16** - Points de mesure, pression, température de l'acétone liquide et concentration résultante pour 266 nm lors de la seconde campagne d'étalonnage.

## Campagne 2 - 308 nm

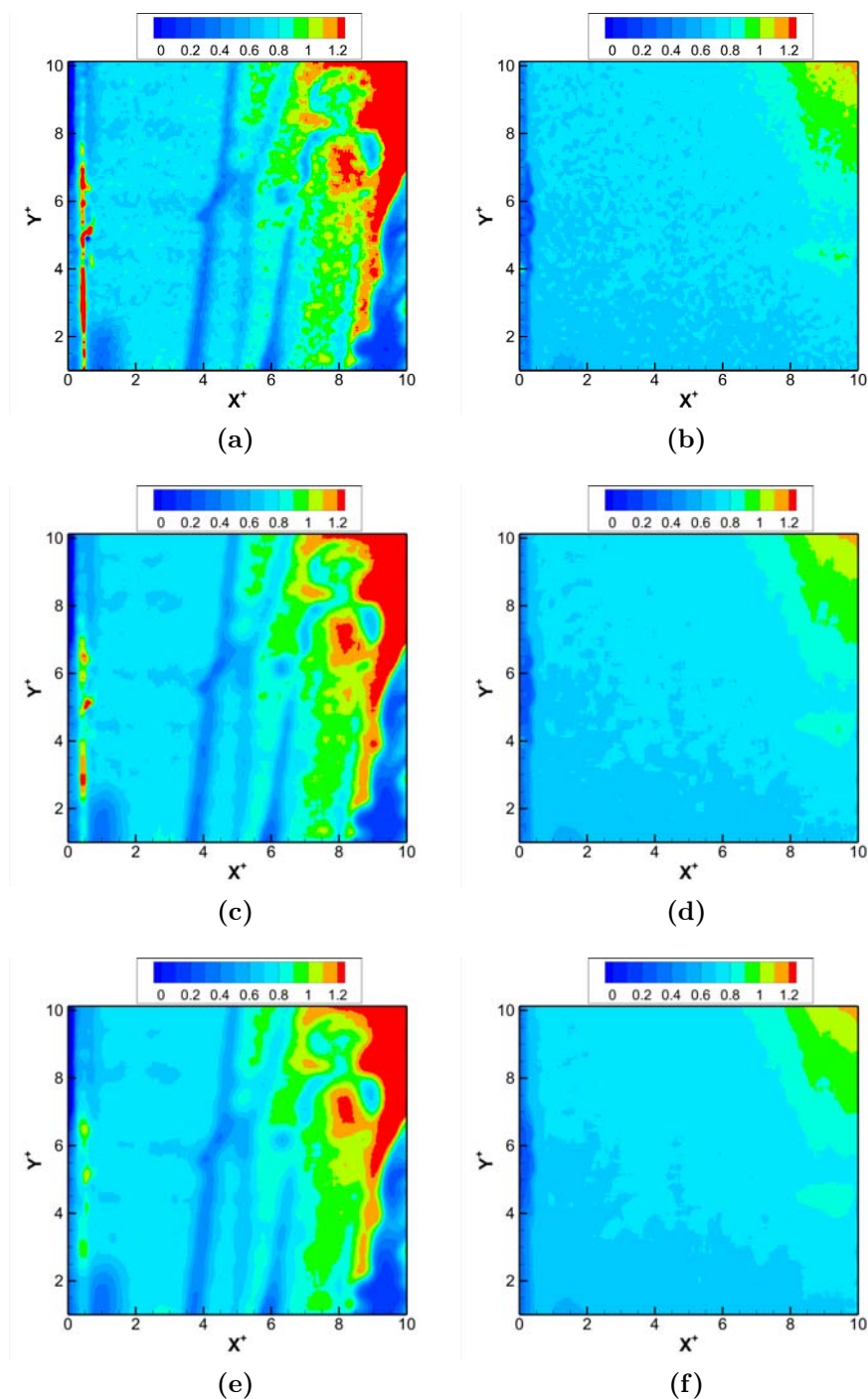
Température (°C)	Pression (bars)	Temp. acétone (°C)	Concentration (% vol.)
19,14	3,7	-3,75	2,303 %
19,38	3,4	-11,58	1,668 %
23,85	4,2	-4,18	1,985 %
50,18	4,2	-6,46	1,767 %
58,75	4,2	-4,95	1,909 %
73,09	3,7	-2,66	2,433 %
89,88	3,65	-5,40	2,147 %
105,05	3,4	-9,18	1,894 %
119,06	3,4	-5,99	2,236 %

**Table 17** - Points de mesure, pression, température de l'acétone liquide et concentration résultante pour 308 nm lors de la seconde campagne d'étalonnage.

## A.2 Impact de la taille d'interrogation sur le filtrage

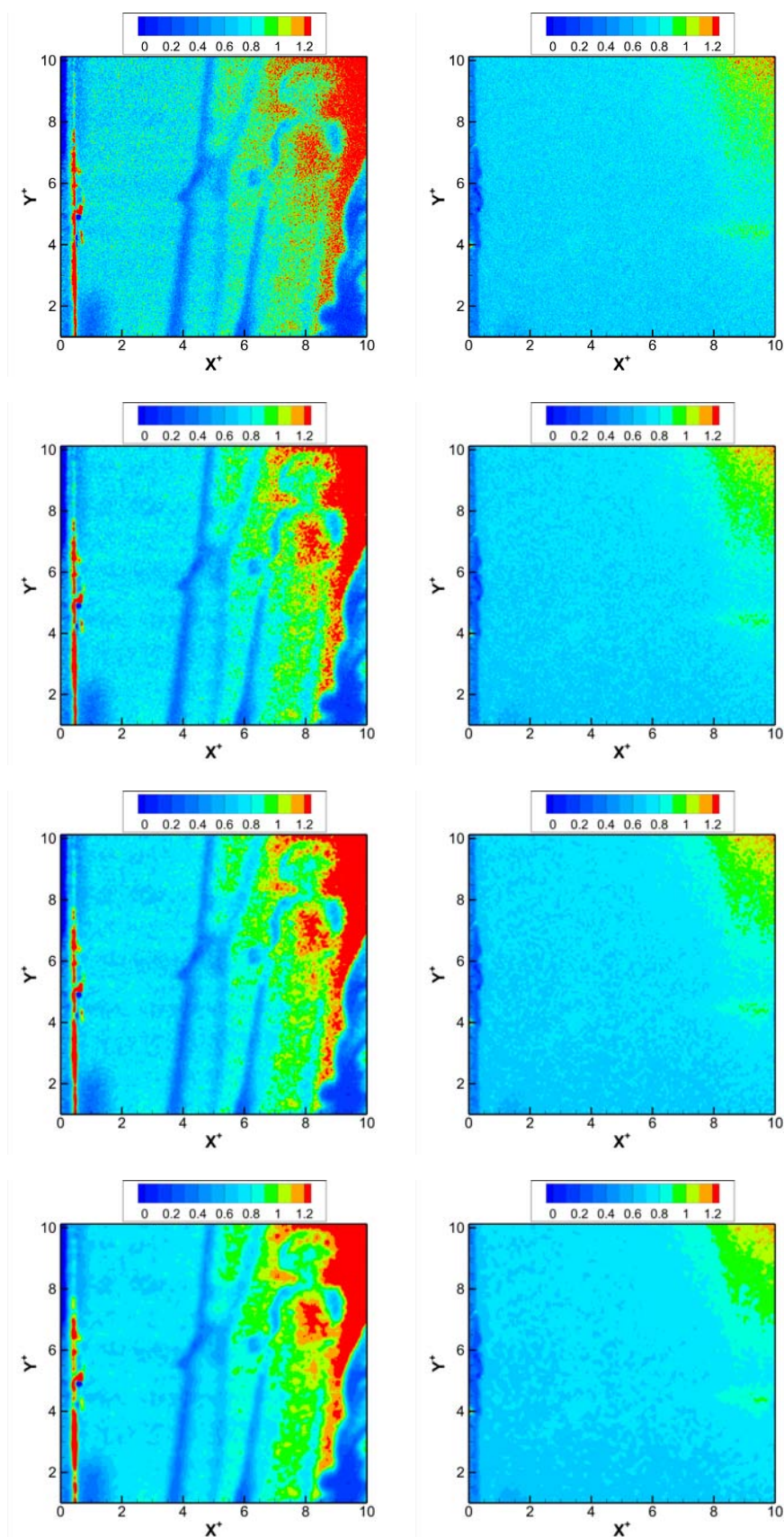


**Figure 205** - Impact de la taille de la fenêtre d'interrogation sur la conservation des détails et la réduction du bruit, pour un filtrage médian. Images obtenues à 118 °C, à 266 et 308 nm. A gauche, 266 nm (non filtrée,  $5 \times 5$ ,  $7 \times 7$ ). A droite, 308 nm (non filtrée,  $5 \times 5$ ,  $7 \times 7$ ). Campagne 2, gain 200 (266 nm) et 150 (308 nm).



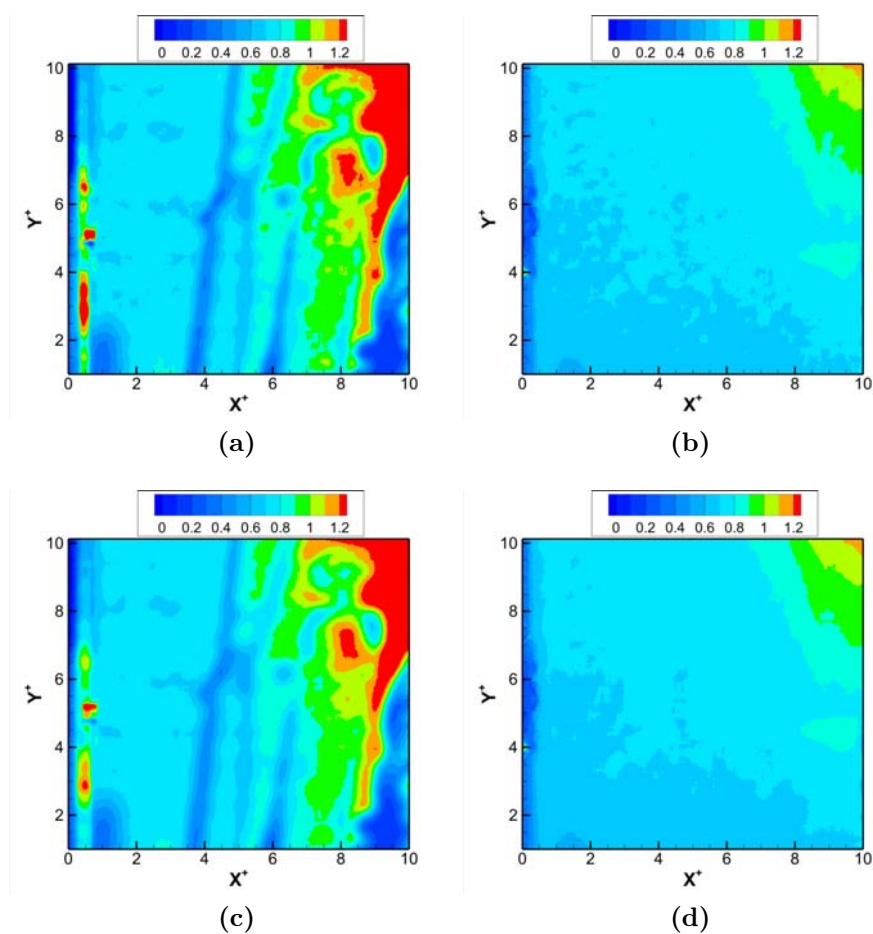
**Figure 206** - Impact de la taille de la fenêtre d'interrogation sur la conservation des détails et la réduction du bruit, pour un filtrage médian. Images obtenues à 118 °C, à 266 et 308 nm. A gauche, 266 nm (11 × 11, 21 × 21, 31 × 31). A droite, 308 nm (11 × 11, 21 × 21, 31 × 31). Campagne 2, gain 200 (266 nm) et 150 (308 nm).





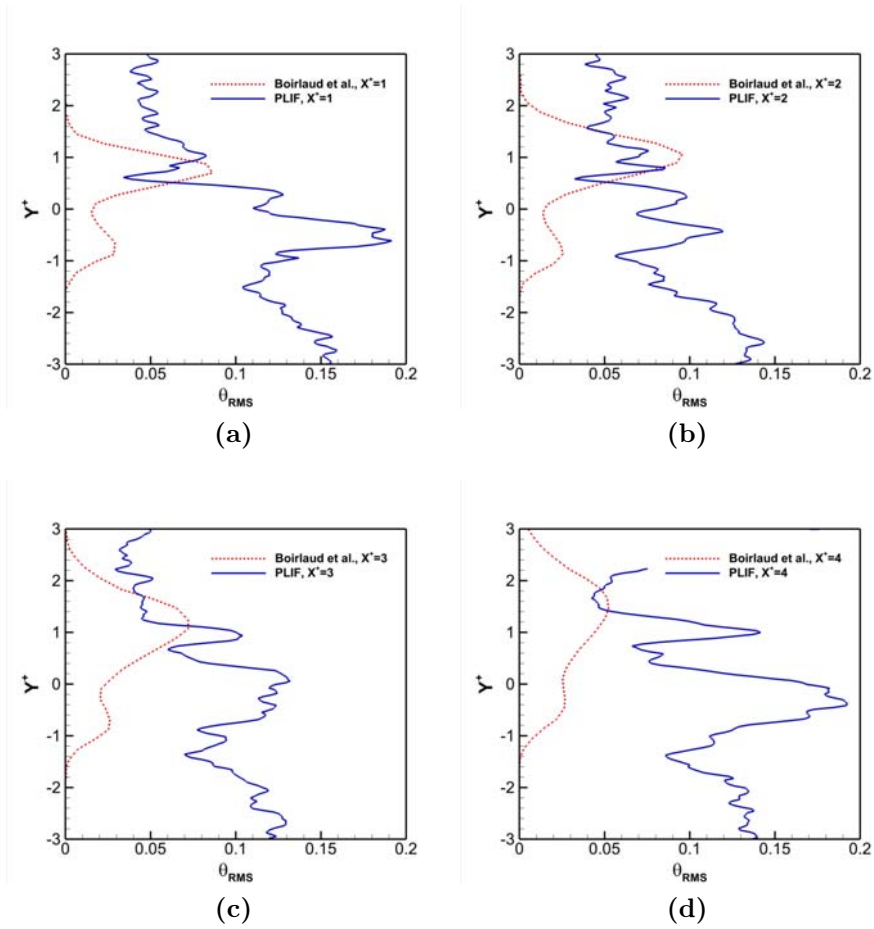
**Figure 207** - Impact de la taille de la fenêtre d'interrogation sur la conservation des détails et la réduction du bruit, pour un filtrage adaptatif. Images obtenues à 118 °C, à 266 et 308 nm. A gauche, 266 nm (non filtrée,  $5 \times 5$ ,  $7 \times 7$ ,  $11 \times 11$ ). A droite, 308 nm (non filtrée,  $5 \times 5$ ,  $7 \times 7$ ,  $11 \times 11$ ). Campagne 2, gain 200 (266 nm) et 150 (308 nm).





**Figure 208** - Impact de la taille de la fenêtre d'interrogation sur la conservation des détails et la réduction du bruit, pour un filtrage adaptatif. Images obtenues à 118 °C, à 266 et 308 nm. A gauche, 266 nm ( $21 \times 21$ ,  $31 \times 31$ ). A droite, 308 nm ( $21 \times 21$ ,  $31 \times 31$ ). Campagne 2, gain 200 (266 nm) et 150 (308 nm).

### A.3 Courbes de fluctuations PIV-PLIF : comparaison avec Boirlaud *et al.* [1]



**Figure 209** - Comparaison entre les fluctuations  $\Theta_{RMS}$  mesurées et celles obtenues par Boirlaud *et al.* [1], pour les profils  $1 < X^+ < 4$ .

## A.4 Codes Matlab

### A.4.1 Traitement des images de fluorescence

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%CHARGEMENT DES MATRICES DE CORRECTIONS POUR L'ETAPE DE CORRECTION CAMERA
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
load mat_poly_ex
load mat_poly_yag
load mat_corr_ex
load mat_corr_yag
load MAX_pix_ex
load MAX_pix_yag

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%LISTING DES DOSSIERS DE TEMPERATURE
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
batch=200;
dossier_yag=fullfile('G:\These\Manip - PLIF\Essais finaux\Couplage PIV
    PLIF\YAG\');
contenu_yag=dir(fullfile(dossier_yag)); %lecture du contenu du répertoire
nombre_dossiers_yag=size(find([contenu_yag.isdir]==1),2); %détermination du
    nombre de dossiers (donc du nombre de températures + BG + nappe
    éventuellement
index_dossiers_yag=find([contenu_yag.isdir]==1); %index des dossiers
for i=3:nombre_dossiers_yag
contenu_dossiers_yag(i-2)=contenu_yag(index_dossiers_yag(i)); %listing des
    dossiers uniquement
end

dossier_ex=fullfile('G:\These\Manip - PLIF\Essais finaux\Couplage PIV
    PLIF\EX\');
contenu_ex=dir(fullfile(dossier_ex)); %lecture du contenu du répertoire
nombre_dossiers_ex=size(find([contenu_ex.isdir]==1),2); %détermination du
    nombre de dossiers (donc du nombre de températures + BG + nappe
    éventuellement
index_dossiers_ex=find([contenu_ex.isdir]==1); %index des dossiers
for i=3:nombre_dossiers_ex
contenu_dossiers_ex(i-2)=contenu_ex(index_dossiers_ex(i)); %listing des
    dossiers uniquement
end

%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%REORGANISATION DES DOSSIERS POUR ETRE EN ORDRE CROISSANT DE TEMPERATURE%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    contenu_dossiers_ex_reorg=contenu_dossiers_ex;
    contenu_dossiers_yag_reorg=contenu_dossiers_yag;
for m=1:4

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
contenu_dossiers_ex_reorg(m+13).name=contenu_dossiers_ex(m).name;
contenu_dossiers_yag_reorg(m+13).name=contenu_dossiers_yag(m).name;
end
for m=5:17
    contenu_dossiers_ex_reorg(m-4).name=contenu_dossiers_ex(m).name;
    contenu_dossiers_yag_reorg(m-4).name=contenu_dossiers_yag(m).name;
end
for m=18:21
    contenu_dossiers_ex_reorg(m+13).name=contenu_dossiers_ex(m).name;
    contenu_dossiers_yag_reorg(m+13).name=contenu_dossiers_yag(m).name;
end
for m=22:34
    contenu_dossiers_ex_reorg(m-4).name=contenu_dossiers_ex(m).name;
    contenu_dossiers_yag_reorg(m-4).name=contenu_dossiers_yag(m).name;
end

contenu_dossiers_ex_reorg=contenu_dossiers_ex;
contenu_dossiers_yag_reorg=contenu_dossiers_yag;
for m=1:4
    contenu_dossiers_ex_reorg(m+13).name=contenu_dossiers_ex(m).name;
    contenu_dossiers_yag_reorg(m+13).name=contenu_dossiers_yag(m).name;
end
for m=5:17
    contenu_dossiers_ex_reorg(m-4).name=contenu_dossiers_ex(m).name;
    contenu_dossiers_yag_reorg(m-4).name=contenu_dossiers_yag(m).name;
end
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% CORRECTION DES IMAGES INSTA PAR RAPPORT A LA VARIATION D'NRJ LASER TIR A
% TIR POUR LES TEMPERATURES
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1%18:34;%nombre_dossiers_ex-3
    batch=600;
    %Noms des dossiers
    ndf_short_ex=[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag=[contenu_dossiers_yag(m).name];

    %Déclaration des appellations des fichiers insta en fonction du nom des
    dossiers
    nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '1.tiff'];
    nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '1.tiff'];
    nom_fichiers_NRJcorr_yag=['NRJCorr_' ndf_short_yag '1.tiff'];
    nom_fichiers_NRJcorr_ex=['NRJCorr_' ndf_short_ex '1.tiff'];
    for i=2:batch
        nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
            '%d.tiff'],i)));
        nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
            '%d.tiff'],i)));
        nom_fichiers_NRJcorr_yag=str2mat(nom_fichiers_NRJcorr_yag,(sprintf(['NRJCorr_'
            ndf_short_yag '%d.tiff'],i)));
    end
end
```

```

nom_fichiers_NRJcorr_ex=str2mat(nom_fichiers_NRJcorr_ex,(sprintf(['NRJCorr_'
    ndf_short_ex '_%.d.tiff'],i)));
end

%Calcul des images moyennes brutes (ie avant correction des images
%insta
EX_MOY_brut=func_moyenne_img([dossier_ex '\'],batch,nom_fichiers_ex);
imwrite(EX_MOY_brut,[dossier_ex '\ ' 'MOYENNE_BRUT_' ndf_short_ex
    '_1.tiff'],'tiff','Compression','none');
YAG_MOY_brut=func_moyenne_img([dossier_yag '\'],batch,nom_fichiers_yag);
imwrite(YAG_MOY_brut,[dossier_yag '\ ' 'MOYENNE_BRUT_' ndf_short_yag
    '_1.tiff'],'tiff','Compression','none');

%
% Etude variation énergétique
[NRJ_MOY_ex, NRJ_MOY_tri_ex, EC_MOY_ex, EC_MOY_tri_ex, NRJ_moy_insta_ex,
    NRJ_moy_insta_tri_ex, SKEW_ex, FLAT_ex, SKEW_tri_ex, FLAT_tri_ex,
    DISTRI_moy_ex, DISTRI_moy_tri_ex, GAUSS_ex, GAUSS_tri_ex,
    batch_tri_ex, INDEX_tri_ex]=func_NRJ_var_IMG([dossier_ex
    '\'],batch,nom_fichiers_ex,50,350,116,0.05);
[NRJ_MOY_yag, NRJ_MOY_tri_yag, EC_MOY_yag, EC_MOY_tri_yag,
    NRJ_moy_insta_yag, NRJ_moy_insta_tri_yag, SKEW_yag, FLAT_yag,
    SKEW_tri_yag, FLAT_tri_yag, DISTRI_moy_yag, DISTRI_moy_tri_yag,
    GAUSS_yag, GAUSS_tri_yag, batch_tri_yag,
    INDEX_tri_yag]=func_NRJ_var_IMG([dossier_yag
    '\'],batch,nom_fichiers_yag,50,350,890,0.10);

% Correction des images instantannées pour annuler la variation énergétique
% due au laser. On prend la valeur moyenne sur l'échantillon trié, puis on
% corrige chaque image en fonction du coefficient correspondant.
for i=1:batch
    coeff_yag(i)=NRJ_MOY_tri_yag/NRJ_moy_insta_yag(i);
    coeff_ex(i)=NRJ_MOY_tri_ex/NRJ_moy_insta_ex(i);
    [NF_yag]=nom_fichiers_yag(i,:);
    [NF_ex]=nom_fichiers_ex(i,:);
    destination_yag=fullfile([dossier_yag '\'],NF_yag);
    destination_ex=fullfile([dossier_ex '\'],NF_ex);
    Norm_i_yag = imread(destination_yag);
    Norm_i_ex = imread(destination_ex);
    Norm_corr_i_yag=Norm_i_yag.*coeff_yag(i);
    Norm_corr_i_ex=Norm_i_ex.*coeff_ex(i);

% Ecriture des images instantannées corrigées
imwrite(Norm_corr_i_yag,[dossier_yag '\ '
    nom_fichiers_NRJcorr_yag(i,:)'],'tiff','Compression','none');
imwrite(Norm_corr_i_ex,[dossier_ex '\ '
    nom_fichiers_NRJcorr_ex(i,:)'],'tiff','Compression','none');
i_NRJcorr_yag=i
end
end
end

```

```
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% CORRECTION DES IMAGES INSTA PAR RAPPORT A LA VARIATION D'NRJ LASER TIR A
% TIR POUR LES BACKGROUNDS
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1:17;%nombre_dossiers_ex-3
    batch=100;
    %Noms des dossiers
    ndf_short_ex=[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag=[contenu_dossiers_yag(m).name];

    %Déclaration des appellations des fichiers insta (fonction du nom des
    %dossiers
    nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_yag_1.tiff'];
    nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_ex_1.tiff'];
    nom_fichiers_NRJcorr_yag=['NRJCorr_' ndf_short_yag '_yag_1.tiff'];
    nom_fichiers_NRJcorr_ex=['NRJCorr_' ndf_short_ex '_ex_1.tiff'];
    for i=2:batch
        nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
            '_yag_%d.tiff'],i))));
        nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
            '_ex_%d.tiff'],i))));
        nom_fichiers_NRJcorr_yag=str2mat(nom_fichiers_NRJcorr_yag,(sprintf(['NRJCorr_'
            ndf_short_yag '_yag_%d.tiff'],i))));
        nom_fichiers_NRJcorr_ex=str2mat(nom_fichiers_NRJcorr_ex,(sprintf(['NRJCorr_'
            ndf_short_ex '_ex_%d.tiff'],i))));
    end

    %Calcul des images moyennes brutes (ie avant correction des images
    %insta
    EX_MOY_brut=func_moyenne_img([dossier_ex ndf_short_ex
        '\'],batch,nom_fichiers_ex);
    imwrite(EX_MOY_brut,[dossier_ex ndf_short_ex '\ ' 'MOYENNE_BRUT_'
        nom_fichiers_ex(1,:)'],'tiff','Compression','none');
    YAG_MOY_brut=func_moyenne_img([dossier_yag ndf_short_yag
        '\'],batch,nom_fichiers_yag);
    imwrite(YAG_MOY_brut,[dossier_yag ndf_short_yag '\ ' 'MOYENNE_BRUT_'
        nom_fichiers_yag(1,:)'],'tiff','Compression','none');

    %Etude variation énergétique
    [NRJ_MOY_ex, NRJ_MOY_tri_ex, EC_MOY_ex, EC_MOY_tri_ex, NRJ_moy_insta_ex,
        NRJ_moy_insta_tri_ex, SKEW_ex, FLAT_ex, SKEW_tri_ex, FLAT_tri_ex,
        DISTRI_moy_ex, DISTRI_moy_tri_ex, GAUSS_ex, GAUSS_tri_ex,
        batch_tri_ex, INDEX_tri_ex]=func_NRJ_var_BG([dossier_ex ndf_short_ex
        '\'],batch,nom_fichiers_ex,100,194,115,0.05);
    [NRJ_MOY_yag, NRJ_MOY_tri_yag, EC_MOY_yag, EC_MOY_tri_yag,
        NRJ_moy_insta_yag, NRJ_moy_insta_tri_yag, SKEW_yag, FLAT_yag,
        SKEW_tri_yag, FLAT_tri_yag, DISTRI_moy_yag, DISTRI_moy_tri_yag,
        GAUSS_yag, GAUSS_tri_yag, batch_tri_yag,
        INDEX_tri_yag]=func_NRJ_var_BG([dossier_yag ndf_short_yag
```

```

    '\'],batch,nom_fichiers_yag,100,215,930,0.10);

%Correction des images instantannées pour annuler la variation énergétique
%due au laser. On prend la valeur moyenne sur l'échantillon trié, puis on
%corrige chaque image en fonction du coefficient correspondant.
for i=1:batch
    coeff_yag(i)=NRJ_MOY_tri_yag/NRJ_moy_insta_yag(i);
    coeff_ex(i)=NRJ_MOY_tri_ex/NRJ_moy_insta_ex(i);
    [NF_yag]=nom_fichiers_yag(i,:);
    [NF_ex]=nom_fichiers_ex(i,:);
    destination_yag=fullfile([dossier_yag ndf_short_yag '\'],NF_yag);
    destination_ex=fullfile([dossier_ex ndf_short_ex '\'],NF_ex);
    Norm_i_yag = imread(destination_yag);
    Norm_i_ex = imread(destination_ex);
    Norm_corr_i_yag=Norm_i_yag.*coeff_yag(i);
    Norm_corr_i_ex=Norm_i_ex.*coeff_ex(i);

    %Ecriture des images instantannées corrigées
    imwrite(Norm_corr_i_yag,[dossier_yag ndf_short_yag '\',
        nom_fichiers_NRJcorr_yag(i,:)'],'tiff','Compression','none');
    imwrite(Norm_corr_i_ex,[dossier_ex ndf_short_ex '\',
        nom_fichiers_NRJcorr_ex(i,:)'],'tiff','Compression','none');
    i_NRJcorr_yag=i
end
end

% %%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%CORRECTION DES IMAGES INSTA POUR LA LINEARITE DE LA CAMERA
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1;%18:34%nombre_dossiers_ex-3
    batch=600;

    ndf_short_ex='piv_4b_118mJ';%[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag='piv_4b_256mJ';%[contenu_dossiers_yag(m).name];

    %Déclaration des appellations des fichiers insta (fonction du nom des
    %dossiers
    nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_1.tiff'];
    nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_1.tiff'];
    nom_fichiers_yag_corr=[ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_ex_corr=[ndf_short_ex '_1.txt'];
    for i=2:batch
        nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
            '_%d.tiff'],i)));
        nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
            '_%d.tiff'],i)));
        nom_fichiers_yag_corr=str2mat(nom_fichiers_yag_corr,(sprintf([ndf_short_yag
            '_%d.txt'],i)));
    end
end

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
nom_fichiers_ex_corr=str2mat(nom_fichiers_ex_corr,(sprintf([ndf_short_ex
    '%d.txt'],i)));
end

% %Correction des images moyennes brutes pour comparaison avec la moyenne
% %des images instantannées corrigées
nom_fichiers_moy_yag=[ndf_short_yag '_1.tiff'];
nom_fichiers_moy_ex=[ndf_short_ex '_1.tiff'];
IMG_MOY_BRUT_YAG=double(imread([dossier_yag '\ ' 'MOYENNE_BRUT_'
    nom_fichiers_moy_yag]));
IMG_MOY_BRUT_EX=double(imread([dossier_ex '\ ' 'MOYENNE_BRUT_'
    nom_fichiers_moy_ex]));

IMG_EX_MOY_interm=mat_poly_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(IMG_MOY_BRUT_EX).^3
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,2,2).*double(IMG_MOY_BRUT_EX).^2
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,3,2).*double(IMG_MOY_BRUT_EX)
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,4,2);
IMG_MOY_CORR_EX=(mat_corr_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(IMG_EX_MOY_interm)
+mat_corr_ex(50:900,45:1000,2,2))./MAX_pix_ex(50:900,45:1000,2).*65535;

IMG_YAG_MOY_interm=mat_poly_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(IMG_MOY_BRUT_YAG).^3
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,2,4).*double(IMG_MOY_BRUT_YAG).^2
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,3,4).*double(IMG_MOY_BRUT_YAG)
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,4,4);
IMG_MOY_CORR_YAG=(mat_corr_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(IMG_YAG_MOY_interm)
+mat_corr_yag(50:900,45:1000,2,4))./MAX_pix_yag(50:900,45:1000,4).*65535;

dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'Corr_MOYENNE_' ndf_short_ex
    '_1.txt'],IMG_MOY_CORR_EX);
dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'Corr_MOYENNE_' ndf_short_yag
    '_1.txt'],IMG_MOY_CORR_YAG);

for k=1:batch
    IMG_BRUT_YAG=double(imread([dossier_yag '\ ' 'NRJCorr_'
        nom_fichiers_yag(k,:)]));
    IMG_BRUT_EX=double(imread([dossier_ex '\ ' 'NRJCorr_'
        nom_fichiers_ex(k,:)]));

    IMG_EX_interm=mat_poly_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(IMG_BRUT_EX).^3
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,2,2).*double(IMG_BRUT_EX).^2
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,3,2).*double(IMG_BRUT_EX)+mat_poly_ex(50:900,45:1000,4,2);
    IMG_CORR_EX=(mat_corr_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(IMG_EX_interm)
+mat_corr_ex(50:900,45:1000,2,2))./MAX_pix_ex(50:900,45:1000,2).*65535;

    IMG_YAG_interm=mat_poly_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(IMG_BRUT_YAG).^3
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,2,4).*double(IMG_BRUT_YAG).^2
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,3,4).*double(IMG_BRUT_YAG)+mat_poly_yag(50:900,45:1000,4,4);
    IMG_CORR_YAG=(mat_corr_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(IMG_YAG_interm)
+mat_corr_yag(50:900,45:1000,2,4))./MAX_pix_yag(50:900,45:1000,4).*65535;
```



```

dlmwrite([dossier_ex '\ ' Corr_' nom_fichiers_ex_corr(k,:)],IMG_CORR_EX);
dlmwrite([dossier_yag '\ ' Corr_'
        nom_fichiers_yag_corr(k,:)],IMG_CORR_YAG);
end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%SOUSTRACTION DES REFLETS
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
batch=100
for k=1:batch
IMG_EX_REFLET=dlmread([dossier_ex '\ ' Corr_' nom_fichiers_ex_corr(k,:)]);
IMG_YAG_REFLET=dlmread([dossier_yag '\ ' Corr_' nom_fichiers_yag_corr(k,:)]);

REFLETS_EX=REFLETS_EX+IMG_EX_REFLET-mean2(IMG_EX_REFLET(50:150,400:450));
REFLETS_YAG=REFLETS_YAG+IMG_YAG_REFLET-mean2(IMG_YAG_REFLET(100:300,700:850));

    for i=1:851
        for j =1:956
            if REFLETS_EX(i,j)<0
                REFLETS_EX(i,j)=0;
            end
            if REFLETS_YAG(i,j)<0
                REFLETS_YAG(i,j)=0;
            end
        end
    end
end
REFLETS_EX=REFLETS_EX./100;
REFLETS_YAG=REFLETS_YAG./100;
dlmwrite([dossier_ex '\ ' Reflet_ex.txt'],REFLETS_EX);
dlmwrite([dossier_yag '\ ' Reflet_yag.txt'],REFLETS_YAG);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%CORRECTION DES IMAGES de BG POUR LA LINEARITE DE LA CAMERA
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1:17%nombre_dossiers_ex-3
    batch=200;
    ndf_short_ex='BG_jet_21.3°C';
    ndf_short_yag='BG_jet_21.3°C';

    %Déclaration des appellations des fichiers insta (fonction du nom des
    %dossiers
    nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_yag_1.txt'];
    nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_ex_1.txt'];
    nom_fichiers_NRJcorr_yag=[ndf_short_yag '_yag_1.tiff'];
    nom_fichiers_NRJcorr_ex=[ndf_short_ex '_ex_1.tiff'];
    for i=2:batch
        nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
            '_yag_%d.txt'],i))));
    end
end

```

#### A.4. CODES MATLAB

```
nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
    '_ex_%d.txt'],i)));
nom_fichiers_NRJcorr_yag=str2mat(nom_fichiers_NRJcorr_yag,(sprintf([ndf_short_yag
    '_yag_%d.tiff'],i)));
nom_fichiers_NRJcorr_ex=str2mat(nom_fichiers_NRJcorr_ex,(sprintf([ndf_short_ex
    '_ex_%d.tiff'],i)));
end

%   Correction des images moyennes brutes pour comparaison avec la moyenne
%   des images instantanées corrigées
nom_fichiers_moy_yag=[ndf_short_yag '_yag_1.tiff'];
nom_fichiers_moy_ex=[ndf_short_ex '_ex_1.tiff'];
BG_MOY_BRUT_YAG=double(imread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    YAG\BG_jet_21.3°C\' 'MOYENNE_BRUT_' nom_fichiers_moy_yag]));
BG_MOY_BRUT_EX=double(imread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    EX\BG_jet_21.3°C\' 'MOYENNE_BRUT_' nom_fichiers_moy_ex]));

BG_EX_MOY_interm=mat_poly_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(BG_MOY_BRUT_EX).^3
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,2,2).*double(BG_MOY_BRUT_EX).^2
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,3,2).*double(BG_MOY_BRUT_EX)+mat_poly_ex(50:900,45:1000,4,2);
BG_MOY_CORR_EX=(mat_corr_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(BG_EX_MOY_interm)
+mat_corr_ex(50:900,45:1000,2,2))./MAX_pix_ex(50:900,45:1000,2).*65535;

BG_YAG_MOY_interm=mat_poly_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(BG_MOY_BRUT_YAG).^3
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,2,4).*double(BG_MOY_BRUT_YAG).^2
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,3,4).*double(BG_MOY_BRUT_YAG)+mat_poly_yag(50:900,45:1000,4,4);
BG_MOY_CORR_YAG=(mat_corr_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(BG_YAG_MOY_interm)
+mat_corr_yag(50:900,45:1000,2,4))./MAX_pix_yag(50:900,45:1000,4).*65535;

% %   [H L]=size(BG_MOY_BRUT_YAG);
% %   for i=1:H
% %       for j=1:L
% %           %On décale les i/j pour la correction parce que l'image est
% %           % croppée : on part au 50eme pixel verticalement (+49) et depuis
% %           %le 15 eme sur le YAG (+14) horizontalement et le 45eme pour
% %           %l'excimer (+44) toujours horizontalement
% %           % 3 pour l'excimer : Gain 180 / 4 pour le yag : Gain 200
% %           BG_MOY_CORR_YAG(i,j)=polyval(squeeze(mat_corr_ex(i+49,j+14, :,4))
% % ,polyval(squeeze(mat_poly_ex(i+49,j+14, :,4)),BG_MOY_BRUT_YAG(i,j)))
% % ./MAX_pix_ex(i+49,j+14,4).*65535;
% %           BG_MOY_CORR_EX(i,j)=polyval(squeeze(mat_corr_ex(i+49,j+44, :,3))
% % ,polyval(squeeze(mat_poly_ex(i+49,j+44, :,3)),BG_MOY_BRUT_EX(i,j)))
% % ./MAX_pix_yag(i+49,j+44,3).*65535;
% %       end
% %   end
dlmwrite(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2 EX\BG_jet_21.3°C\'
    'Corr_MOYENNE_' ndf_short_ex '_1.txt'],BG_MOY_BRUT_EX);
dlmwrite(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2 YAG\BG_jet_21.3°C\'
    'Corr_MOYENNE_' ndf_short_yag '_1.txt'],BG_MOY_BRUT_YAG);
```

```

%Correction ds images insta du BG
[H L]=size(BG_MOY_BRUT_YAG);
for k=1:batch
BG_BRUT_YAG=double(imread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    YAG\BG_jet_21.3°C\' nom_fichiers_NRJcorr_yag(k,:)']));
BG_BRUT_EX=double(imread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    EX\BG_jet_21.3°C\' nom_fichiers_NRJcorr_ex(k,:)']));

BG_EX_interm=mat_poly_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(BG_BRUT_EX).^3
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,2,2).*double(BG_BRUT_EX).^2
+mat_poly_ex(50:900,45:1000,3,2).*double(BG_BRUT_EX)+mat_poly_ex(50:900,45:1000,4,2);
BG_CORR_EX=(mat_corr_ex(50:900,45:1000,1,2).*double(BG_EX_interm)
+mat_corr_ex(50:900,45:1000,2,2))./MAX_pix_ex(50:900,45:1000,2).*65535;

BG_YAG_interm=mat_poly_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(BG_BRUT_YAG).^3
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,2,4).*double(BG_BRUT_YAG).^2
+mat_poly_yag(50:900,45:1000,3,4).*double(BG_BRUT_YAG)+mat_poly_yag(50:900,45:1000,4,4);
BG_CORR_YAG=(mat_corr_yag(50:900,45:1000,1,4).*double(BG_YAG_interm)
+mat_corr_yag(50:900,45:1000,2,4))./MAX_pix_yag(50:900,45:1000,4).*65535;

%   for i=1:H
%       for j=1:L
%           %On décale les i/j pour la correction parce que l'image est
%           %croppée : on part au 50eme pixel verticalement (+49) et depuis
%           %le 15 eme sur le YAG (+14) horizontalement et le 45eme pour
%           %l'excimer (+44) toujours horizontalement
%           %Paramètre 3 pour l'excimer : Gain 180 / 4 pour le yag : Gain 200
%           BG_CORR_YAG(i,j)=polyval(squeeze(mat_corr_ex(i+49,j+14,:,4))
% ,polyval(squeeze(mat_poly_ex(i+49,j+14,:,4)),BG_BRUT_YAG(i,j)))
% ./MAX_pix_ex(i+49,j+14,4).*65535;
%           BG_CORR_EX(i,j)=polyval(squeeze(mat_corr_ex(i+49,j+44,:,3))
% ,polyval(squeeze(mat_poly_ex(i+49,j+44,:,3)),BG_BRUT_EX(i,j)))
% ./MAX_pix_yag(i+49,j+44,3).*65535;
%       end
%   end
dlmwrite(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2 EX\BG_jet_21.3°C\' 'Corr_'
    nom_fichiers_ex(k,:)'],BG_CORR_EX);
dlmwrite(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2 YAG\BG_jet_21.3°C\' 'Corr_'
    nom_fichiers_yag(k,:)'],BG_CORR_YAG)
end
end
%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%CALCUL DES IMAGES MOYENNES DES IMAGES INSTA CORRIGÉES POUR LES BG
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%for m=1:17%nombre_dossiers_ex-3
batch=200;
ndf_short_ex='BG_jet_21.3°C';
ndf_short_yag='BG_jet_21.3°C';

%Déclaration des appellations des fichiers de BG (fonction du nom des

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
%dossiers
nom_fichiers_Corr_yag=['Corr_' ndf_short_yag '_yag_1.txt'];
nom_fichiers_Corr_ex=['Corr_' ndf_short_ex '_ex_1.txt'];
for i=2:batch
nom_fichiers_Corr_yag=str2mat(nom_fichiers_Corr_yag,(sprintf(['Corr_'
    ndf_short_yag '_yag_%d.txt'],i)));
nom_fichiers_Corr_ex=str2mat(nom_fichiers_Corr_ex,(sprintf(['Corr_'
    ndf_short_ex '_ex_%d.txt'],i)));
end
%Calcul des images moyennes brutes (ie avant correction des images
%insta
Corr_BG_MOY_EX=func_moyenne(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    EX\BG_jet_21.3°C\'],batch,nom_fichiers_Corr_ex);
dlmwrite(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2 EX\BG_jet_21.3°C\'
    'MOYENNE_' nom_fichiers_Corr_ex(1,:)'],Corr_BG_MOY_EX);
Corr_BG_MOY_YAG=func_moyenne(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    YAG\BG_jet_21.3°C\'],batch,nom_fichiers_Corr_yag);
dlmwrite(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2 YAG\BG_jet_21.3°C\'
    'MOYENNE_' nom_fichiers_Corr_yag(1,:)'],Corr_BG_MOY_YAG);
end
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%SOUSTRACTION DU BG AUX IMAGES INSTANTANNEES
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=18:34
    batch=600;
    ndf_short_ex='piv_4b_118mJ';%[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag='piv_4b_256mJ';%[contenu_dossiers_yag(m).name];

%    %Noms des dossiers où lire l'image de BG
%    k=m-17;
%    bg_short_ex='BG_jet_21.3°C';
%    bg_short_yag='BG_jet_21.3°C';
%
%    BGmoy_Corr_yag=['MOYENNE_Corr_' bg_short_yag '_yag_1.txt'];
%    BGmoy_Corr_ex=['MOYENNE_Corr_' bg_short_ex '_ex_1.txt'];

%    %Lecture des images moyennes corrigées du BG
%    BG_MOY_YAG=double(dlmread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    YAG\BG_jet_21.3°C\' BGmoy_Corr_yag]));
%    BG_MOY_EX=double(dlmread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage V2
    EX\BG_jet_21.3°C\' BGmoy_Corr_ex]));
%

BG_MOY_YAG=REFLETS_YAG;
BG_MOY_EX=REFLETS_EX;
%Déclaration des appellations des fichiers insta (fonction du nom des
%dossiers
nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_1.txt'];
nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_1.txt'];
nom_fichiers_Corr_yag=['Corr_' ndf_short_yag '_1.txt'];
```

```

nom_fichiers_Corr_ex=['Corr_' ndf_short_ex '_1.txt'];
for i=2:batch
nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
    '%d.txt'],i)));
nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
    '%d.txt'],i)));
nom_fichiers_Corr_yag=str2mat(nom_fichiers_Corr_yag,(sprintf(['Corr_'
    ndf_short_yag '%d.txt'],i)));
nom_fichiers_Corr_ex=str2mat(nom_fichiers_Corr_ex,(sprintf(['Corr_'
    ndf_short_ex '%d.txt'],i)));
end

%Soustraction des BG et écriture des images insta BGsubs
for k=1:batch
    %lecture des images insta
    IMG_YAG=double(dlmread([dossier_yag '\ ' nom_fichiers_Corr_yag(k,:)]));
    IMG_EX=double(dlmread([dossier_ex '\ ' nom_fichiers_Corr_ex(k,:)]));
    %soustraction du BG
    IMG_BGS_YAG=IMG_YAG-BG_MOY_YAG;
    IMG_BGS_EX=IMG_EX-BG_MOY_EX;
    %Ecriture des images
    dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'BGsubs_' nom_fichiers_ex(k,:)],IMG_BGS_EX);
    dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'BGsubs_'
        nom_fichiers_yag(k,:)],IMG_BGS_YAG);
end

%Lecture des images moyennes corrigées du BG et des images insta
%(Corr_MOYENNE_)
Corr_BG_MOY_YAG=double(dlmread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage Juillet
    2014\Reglages BG & Nappe\BG no ac\YAG\Full rez\' 'Corr_MOYENNE_'
    bg_short_yag '_1.txt']));
Corr_BG_MOY_EX=double(dlmread(['G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage Juillet
    2014\Reglages BG & Nappe\BG no ac\EX\Full rez\' 'Corr_MOYENNE_'
    bg_short_ex '_1.txt']));
Corr_IMG_MOY_YAG=double(dlmread([dossier_yag ndf_short_yag '\ '
    'Corr_MOYENNE_' ndf_short_yag '_1.txt']));
Corr_IMG_MOY_EX=double(dlmread([dossier_ex ndf_short_ex '\ '
    'Corr_MOYENNE_' ndf_short_ex '_1.txt']));

%Soustraction du BG
IMG_MOY_BGS_YAG=Corr_IMG_MOY_YAG-Corr_BG_MOY_YAG;
IMG_MOY_BGS_EX=Corr_IMG_MOY_EX-Corr_BG_MOY_EX;

%Ecriture des images
dlmwrite([dossier_ex ndf_short_ex '\ ' 'BGsubs_MOYENNE_' ndf_short_ex
    '_1.txt'],IMG_MOY_BGS_EX);
dlmwrite([dossier_yag ndf_short_yag '\ ' 'BGsubs_MOYENNE_' ndf_short_yag
    '_1.txt'],IMG_MOY_BGS_YAG);

end
%
```

```
% % %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% % %CORRECTION PAR LES COEFF (CONCENTRATION ET NRJ LASER)
% % %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Valeurs de températures moyennées sur la durée de l'acquisition
Abs=[21.79;22.25;22.57;28.74;33.62;35.74;42.2;43.35;
49.83;49.86;71.14;76.99;97.15;106.49;112.33;124.05;135.58];

%Coefficients de correction en fonction de la concentration de référence
Conc_corr=[0.9351;0.9455;1;0.9439;0.9922;0.9758;0.9758;0.9629;
0.9840;0.9162;0.9802;0.9895;0.9851;0.9873;0.9933;1.0304;0.9758];
%Coefficients de correction liés à l'énergie laser de référence (Excimer et
%YAG)
I_corr_ex=[1.0880;1.0584;1.0;1.0709;1.0;1.0794;0.9963;1.0;1.0037;
0.9963;1.0074;1.0187;1.0264;1.0264;1.0342;1.0382;1.0543];
I_corr_yag=[1.1239;0.9925;1.0;1.1097;1.0868;1.1847;0.9741;1.0958;
0.9741;1.0314;1.0868;1.1288;1.2406;1.2644;1.1586;0.9326;1.0077];

%Déclaration des appellations des fichiers insta (fonction du nom des
%dossiers
for m=1:17
    batch=200;
    ndf_short_ex=[contenu_dossiers_ex_reorg(m).name];
    ndf_short_yag=[contenu_dossiers_yag_reorg(m).name];
    k=m;
    %Définition des noms des fichiers insta BGsubs
    nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_1.txt'];
    nom_fichiers_BGsubs_yag=['BGsubs_' ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_BGsubs_ex=['BGsubs_' ndf_short_ex '_1.txt'];
    for i=2:batch
        nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
            '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
            '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_BGsubs_yag=str2mat(nom_fichiers_BGsubs_yag,(sprintf(['BGsubs_'
            ndf_short_yag '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_BGsubs_ex=str2mat(nom_fichiers_BGsubs_ex,(sprintf(['BGsubs_'
            ndf_short_ex '_%d.txt'],i)));
    end

    for i=1:1%batch
        %Lecture des images et application des coefficients
        IMG_YAG=double(dlmread([dossier_yag ndf_short_yag '\
            nom_fichiers_BGsubs_yag(i,:)']));
        IMG_EX=double(dlmread([dossier_ex ndf_short_ex '\
            nom_fichiers_BGsubs_ex(i,:)']));
        IMG_EX_COEFF=IMG_EX.*Conc_corr(k).*I_corr_ex(k);
        IMG_YAG_COEFF= IMG_YAG.*Conc_corr(k).*I_corr_yag(k);
```

```

%Ecriture des images
dlmwrite([dossier_ex ndf_short_ex '\ 'Coeff_'
    nom_fichiers_ex(i,:)],IMG_EX_COEFF);
dlmwrite([dossier_yag ndf_short_yag '\ 'Coeff_'
    nom_fichiers_yag(i,:)],IMG_YAG_COEFF);
end

%Correction des images moyennes
BGSubs_IMG_MOY_YAG=double(dlmread([dossier_yag ndf_short_yag '\ '
    'BGsubs_MOYENNE_' ndf_short_yag '_1.txt']));
BGSubs_IMG_MOY_EX=double(dlmread([dossier_ex ndf_short_ex '\ '
    'BGsubs_MOYENNE_' ndf_short_ex '_1.txt']));
Coeff_IMG_MOY_YAG=BGSubs_IMG_MOY_YAG.*Conc_corr_yag(k).*I_corr_yag(k);
Coeff_IMG_MOY_EX=BGSubs_IMG_MOY_EX.*Conc_corr_ex(k).*I_corr_ex(k);

%Ecriture des images moyennes auxquelles on a appliqué les coefficients
dlmwrite([dossier_ex ndf_short_ex '\ 'Coeff_MOYENNE_' ndf_short_ex
    '_1.txt'],Coeff_IMG_MOY_EX);
dlmwrite([dossier_yag ndf_short_yag '\ 'Coeff_MOYENNE_' ndf_short_yag
    '_1.txt'],Coeff_IMG_MOY_YAG);

end
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%NORMALISATION PAR LE PROFIL LASER
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1;%:17
    batch=600%00;
    ndf_short_ex='piv_4b_118mJ';%[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag='piv_4b_256mJ';%[contenu_dossiers_yag(m).name];

    %Lecture des fichiers de Nappes laser normalisés
    k=35;
    nappe_short_ex=[contenu_dossiers_ex(k).name];
    nappe_short_yag=[contenu_dossiers_yag(k).name];
    NAPPE_MOY_YAG=double(dlmread(['G:\These\Manip - PLIF\Essais finaux\Nappes
        & Reglages\Nappes\YAG\Full rez\'
        'MOYENNE_Fus_Corr_MOYENNE_Fus_Corr_part1_36b_-9_noreflets_1.txt']));
    NAPPE_MOY_EX=double(dlmread(['G:\These\Manip - PLIF\Essais finaux\Nappes &
        Reglages\Nappes\EX\Full rez\'
        'MOYENNE_Fus_Corr_MOYENNE_Fus_Corr_part1_36b_-3_noreflets_1.txt']));
    for i=1:851
        for j=1:956
            if isnan(NAPPE_MOY_YAG(i,j));
                NAPPE_MOY_YAG(i,j)=0;
            end
            if isnan(NAPPE_MOY_EX(i,j));
                NAPPE_MOY_EX(i,j)=0;
            end
        end
    end
end
end

```

```

MOYENNE_Nappe_Moy_YAG=mean2(NAPPE_MOY_YAG);
MOYENNE_Nappe_Moy_EX=mean2(NAPPE_MOY_EX);
Norm_NAPPE_MOY_EX=NAPPE_MOY_EX./MOYENNE_Nappe_Moy_EX;
Norm_NAPPE_MOY_YAG=smooth2a(NAPPE_MOY_YAG,51)./(MOYENNE_Nappe_Moy_YAG);
Profil_nappe_moy=zeros(851,1);
for j=1:851
    for i=151:160
        Profil_nappe_moy(j)=Profil_nappe_moy(j)+NAPPE_MOY_YAG(j,i);
    end
end
MOY_profil_nappe_moy=mean2(Profil_nappe_moy);

%Définition des noms des fichiers insta BGsubs corr filtrées
nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_1.txt'];
nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_1.txt'];
nom_fichiers_coeff_yag=['BGsubs_' ndf_short_yag '_1.txt'];
nom_fichiers_coeff_ex=['BGsubs_' ndf_short_ex '_1.txt'];
for i=2:batch
    nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
        '_%d.txt'],i))));
    nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
        '_%d.txt'],i))));
    nom_fichiers_coeff_yag=str2mat(nom_fichiers_coeff_yag,(sprintf(['BGsubs_'
        ndf_short_yag '_%d.txt'],i))));
    nom_fichiers_coeff_ex=str2mat(nom_fichiers_coeff_ex,(sprintf(['BGsubs_'
        ndf_short_ex '_%d.txt'],i))));
end
%Division des images moyennes par les profils laser moyens
Coeff_IMG_MOY_YAG=double(dlmread([dossier_yag ndf_short_yag '\
    'Coeff_MOYENNE_' ndf_short_yag '_yag_1.txt']));
Coeff_IMG_MOY_EX=double(dlmread([dossier_ex ndf_short_ex '\
    'Coeff_MOYENNE_' ndf_short_ex '_ex_1.txt']));
NORM_IMG_MOY_YAG=Coeff_IMG_MOY_YAG./Norm_NAPPE_MOY_YAG;
NORM_IMG_MOY_EX=Coeff_IMG_MOY_EX./Norm_NAPPE_MOY_EX;

%Ecriture des images moyennes normalisées par les profils laser moyens
dlmwrite([dossier_ex ndf_short_ex '\ 'Norm_MOYENNE_' ndf_short_ex
    '_ex_1.txt'],NORM_IMG_MOY_EX);
dlmwrite([dossier_yag ndf_short_yag '\ 'Norm_MOYENNE_' ndf_short_yag
    '_yag_1.txt'],NORM_IMG_MOY_YAG);

%Calcul des moyennes des images insta corrigées, bgsubs,filtrées, mais
    PAS normalisées par
%la nappe laser
IMG_MOY_EX_coeff=func_moyenne([dossier_ex ndf_short_ex
    '\'],batch,nom_fichiers_coeff_ex);
dlmwrite([dossier_ex ndf_short_ex '\ 'MOYENNE_Coeff_'
    nom_fichiers_ex(1,:)'],IMG_MOY_EX_coeff);
IMG_MOY_YAG_coeff=func_moyenne([dossier_yag ndf_short_yag
    '\'],batch,nom_fichiers_coeff_yag);

```



```

dlmwrite([dossier_yag ndf_short_yag '\ ' 'MOYENNE_Coeff_'
          nom_fichiers_yag(1,:)],IMG_MOY_YAG_coeff);

%Normalisation par les nappes moyennes des moyennes insta coeff
NORM_IMG_MOY_EX_NapMoy=IMG_MOY_EX_coeff./Norm_NAPPE_MOY_EX;
NORM_IMG_MOY_YAG_NapMoy=IMG_MOY_YAG_coeff./Norm_NAPPE_MOY_YAG;
dlmwrite([dossier_ex ndf_short_ex '\ ' 'MOYENNE_Norm_NapMoy_'
          nom_fichiers_ex(1,:)],NORM_IMG_MOY_EX_NapMoy);
dlmwrite([dossier_yag ndf_short_yag '\ ' 'MOYENNE_Norm_NapMoy_'
          nom_fichiers_yag(1,:)],NORM_IMG_MOY_YAG_NapMoy);

for p=1:batch
    %Lecture des images isnta et normalisation par la nappe laser
    IMG_YAG=flipdim(double(dlmread([dossier_yag '\ ' 'BGsubs_'
        nom_fichiers_yag(p,:) ])),2);
    IMG_EX=double(dlmread([dossier_ex '\ ' 'BGsubs_' nom_fichiers_ex(p,:) ]));
    distri_x_nrj=zeros(956,1);

%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%extraction des profils et lissage
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
profil01=zeros(851,1);
profil02=zeros(851,1);
for j=1:851
    for i=151:160
        profil01(j)=IMG_YAG(j,i)+profil01(j);
    end
    profil01(j)=profil01(j)/10;
    for i=101:110
        profil02(j)=IMG_YAG(j,i)+profil02(j);
    end
    profil02(j)=profil02(j)/10;
end
profil1=medfilt1(smooth(profil01,21),[11]);
profil2=medfilt1(smooth(profil02,21),[11]);
profil11=smooth(downsample(profil1,3),11); %Downsampling pour lisser et mieux
    identifier les pics
profil22=smooth(downsample(profil2,3),11);
%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Détermination de la position des pics principaux (variations d'énergies
%importantes, les "stries")
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
k=2;

[pks1 locs1]=findpeaks(profil11,'MINPEAKDISTANCE',20); %détermination des
    pics (les sinusoidales)
[pks2 locs2]=findpeaks(profil22,'MINPEAKDISTANCE',20);

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
o=size(locs2); %nombre de pics dans le profil 1
l=size(locs1); %nombre de pics dans le profil2
j=5;
i=1;
if o(1)~=l(1)
    taille=min(o,l);
    for i=1:taille
        pks11(i)=pks1(i);
        locs11(i)=locs1(i);
        pks22(i)=pks2(i);
        locs22(i)=locs2(i);
    end
end
locs1=locs11;
locs2=locs22;
pks1=pks11;
pks2=pks22;
o=size(locs2); %nombre de pics dans le profil 1
l=size(locs1);
%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%droite supérieure
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%position x 1
x1=155;
%position x 2
x2=205;

%position y 1 et y 2 correspondantes (*3 cause downsampling)
y1=locs1(2)*3;
y2=locs2(2)*3;

%IDEM droite inférieure
%On détermine le plus gros pic parmi les trois derniers
k=max(pks2);
ind_dte_inf=find(pks2==k);

%positions x1 et x2
x3=155;
x4=205;

%positions y1 et y2 correspondantes
y3=locs1(ind_dte_inf)*3;
y4=locs2(ind_dte_inf)*3;

%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Coordonnées de l'origine virtuelle des droites
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
x_f=5713;
y_f=474;

y1=(y1+y2)/2;
y3=(y3+y4)/2;
x1=155;

%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%On détermine la taille (positions y haut et bas, nombre de pixels entre,
%etc) pour chacun des nouveaux profils qui vont être créé à partir de
%l'original et des pentes des droites. On le fait en 2 étapes : une pour
%x<x1 et une pour x>x1
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for i=1:(956-x1)
    x_i=x1+i;
    a=abs(y3-y1);
    b=abs(x_i-x_f);
    c=abs(x_f-x1);
    Delta=int16(a*b/c);
    Yn1=int16(y_f+abs(Delta)/2);
    Yn=int16(y_f-abs(Delta)/2);
    Pos(i+x1,1)=i+x1;
    Pos(i+x1,2)=Yn;
    Pos(i+x1,3)=Yn1;
    Pos(i+x1,4)=b/c;
    Pos(i+x1,5)=double(int16(abs((y3-y1)*Pos(i+x1,4))));
end

for i=1:x1
    x_i=x1-i+1;
    a=abs(y3-y1);
    b=abs(x_i-x_f);
    c=abs(x_f-x1);
    Delta=int16(a*b/c);
    Yn1=int16(y_f+abs(Delta)/2);
    Yn=int16(y_f-abs(Delta)/2);
    Pos(x1-i+1,1)=x1-i+1;
    Pos(x1-i+1,2)=Yn;
    Pos(x1-i+1,3)=Yn1;
    Pos(x1-i+1,4)=b/c;
    Pos(x1-i+1,5)=double(int16(abs((y3-y1)*Pos(x1-i+1,4))));
end
py=1:1:851;
PROFILS_MOD=zeros(851,2,956);

%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%A partir du nombre de pixels pour chaque profil
%on échantillonne le profil original (profil1, en x=200) sur ce nombre de

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
%pixels
%on traite les 2 cas : si plus grand que profil1 et si plus petit.
%Dans un cas on rogne, dans un cas on concatène avec des 0
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for i=1:956
    nb_pixels=double(int16(851*Pos(i,4)));
    xq=1:851/nb_pixels:851;
    profil_interp=interp1(smooth(profil1./mean(profil1),11),xq);
    if size(profil_interp,2)>=851 %Si taille supérieure à profil 1
        if mod(size(profil_interp,2)-851,2)==0
            rogne=(size(profil_interp,2)-851)/2;
            rogneb=(size(profil_interp,2)-851)/2;
        else
            rogne=round((size(profil_interp,2)-851)/2);
            rogneb=round((size(profil_interp,2)-851)/2)-1;
        end
        for o=rognea+1:nb_pixels-rogneb-1
            PROFILS_MOD(o-rognea,2,i)=profil_interp(o);
        end
    else %Si taille inférieure à profil1
        if mod(abs(size(profil_interp,2)-851),2)==0
            rogne=(abs(size(profil_interp,2)-851)/2);
            rogneb=abs(size(profil_interp,2)-851)/2;
        else
            rogne=round(abs(size(profil_interp,2)-851)/2);
            rogneb=round(abs(size(profil_interp,2)-851)/2)-1;
        end
        for o=1:rognea
            PROFILS_MOD(o,2,i)=0;
        end
        for o=rognea+1:nb_pixels+rognea-1
            PROFILS_MOD(o,2,i)=profil_interp(o-rognea);
        end
        if rogneb~=0
            for o=nb_pixels+rognea:851
                PROFILS_MOD(o,2,i)=0;
            end
        end
    end
end
end
%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Remplissage de la matrice
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for i=1:956
    for j=1:851
        MAT_LASER_ARTIF(j,i)=PROFILS_MOD(j,2,i);
    end
end
end
%%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```

%%On extrait la distribution énergétique de la nappe moyenne
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
distri_x_nrj=zeros(956,1);
for i=1:956
    for j=426:455
        distri_x_nrj(i)=NAPPE_MOY_YAG(j,i)+distri_x_nrj(i);
    end
    distri_x_nrj(i)=distri_x_nrj(i)/20;
end
distri_x_nrj=smooth(distri_x_nrj,11)./mean(distri_x_nrj);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%La matrice d'NRJ laser artificielle est multipliée par cette distribution
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for i=1:956
    for j=1:851
        MAT_LASER_ARTIF_2(j,i)=MAT_LASER_ARTIF(j,i).*distri_x_nrj(i)';
    end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%%Normalisation de la nappe laser
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    for j=116:165
        for i=450:499
            ZONE_NAPPE_ARTIF(i-449,j-115)=MAT_LASER_ARTIF_2(i,j);
        end
    end
    LVL_NAPPE=mean2(ZONE_NAPPE_ARTIF);
% Profil_nappe_insta=zeros(851,1);
%     for j=1:851
%         for i=151:160
%
%             Profil_nappe_insta(j)=Profil_nappe_insta(j)+MAT_LASER_ARTIF_2(j,i);
%         end
%     end
%     Profil_nappe_insta=Profil_nappe_insta./10;
%     MOY_profil_nappe_insta=mean2(Profil_nappe_insta);
%     %Coeff_insta=(MOY_profil_nappe_moy/MOY_profil_nappe_insta);

NAPPE_YAG_ARTIF=MAT_LASER_ARTIF_2./LVL_NAPPE;
%MOY_profil_nappe_insta;%*Coeff_insta./MOYENNE_Nappe_Moy_YAG;

IMG_YAG_NORM=IMG_YAG./Norm_NAPPE_MOY_YAG;
IMG_EX_NORM=IMG_EX./Norm_NAPPE_MOY_EX;
    %Ecriture des images insta filtrées*
    dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'Norm_' nom_fichiers_ex(p,:) ],IMG_EX_NORM);
    dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'Norm_' nom_fichiers_yag(p,:) ],IMG_YAG_NORM);

end
end

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%FILTRAGE DES IMAGES
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1;%:17
    batch=600;
    ndf_short_ex='piv_4b_118mJ'; %[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag='piv_4b_256mJ'; %[contenu_dossiers_yag(m).name];

    %Définition des noms des fichiers insta BGsubs
    nom_fichiers_yag=[ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_ex=[ndf_short_ex '_1.txt'];
    nom_fichiers_Coeff_yag=['Norm_' ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_Coeff_ex=['Norm_' ndf_short_ex '_1.txt'];
    for i=2:batch
        nom_fichiers_yag=str2mat(nom_fichiers_yag,(sprintf([ndf_short_yag
            '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_ex=str2mat(nom_fichiers_ex,(sprintf([ndf_short_ex
            '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_Coeff_yag=str2mat(nom_fichiers_Coeff_yag,(sprintf(['Norm_'
            ndf_short_yag '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_Coeff_ex=str2mat(nom_fichiers_Coeff_ex,(sprintf(['Norm_'
            ndf_short_ex '_%d.txt'],i)));
    end

    for i=1:batch
        %Lecture des images et application des coefficients
        IMG_YAG=double(dlmread([dossier_yag '\ ' nom_fichiers_Coeff_yag(i,:)]));
        IMG_EX=double(dlmread([dossier_ex '\ ' nom_fichiers_Coeff_ex(i,:)]));
        IMG_EX_FILT_MEDWIEN=wiener2(medfilt2(IMG_EX,[5 5]),[11 11]);
        IMG_YAG_FILT_MEDWIEN=wiener2(medfilt2(IMG_YAG,[5 5]),[11 11]);

        % %Ecriture des images insta filtrées*
        dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'MedWien_'
            nom_fichiers_ex(i,:)],IMG_EX_FILT_MEDWIEN);
        dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'MedWien_'
            nom_fichiers_yag(i,:)],IMG_YAG_FILT_MEDWIEN);
    end
end

batch=200;
dossier_ratio=fullfile('G:\These\Manip - PLIF\Etalonnage Avril 2014\Ratio\');
contenu_ratio=dir(fullfile(dossier_ratio)); %lecture du contenu du répertoire
nombre_dossiers_ratio=size(find([contenu_ratio.isdir]==1),2); %détermination
    du nombre de dossiers (donc du nombre de températures + BG + nappe
    éventuellement
index_dossiers_ratio=find([contenu_ratio.isdir]==1); %index des dossiers
for i=3:nombre_dossiers_ratio
```

```

contenu_dossiers_ratio(i-2)=contenu_ratio(index_dossiers_ratio(i)); %listing
des dossiers uniquement
end

% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% %CALCUL DES IMAGES MOYENNES DES IMAGES INSTA CORRIGÉES
% %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
for m=1%nombre_dossiers_ex-3
    batch=600;
    ndf_short_ex='piv_4b_118mJ';%[contenu_dossiers_ex(m).name];
    ndf_short_yag='piv_4b_256mJ';%[contenu_dossiers_yag(m).name];

    %Déclaration des appellations des fichiers des images insta finales
    (fonction du nom des
    %dossiers
    nom_fichiers_BGsubs_yag=['BGsubs_' ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_BGsubs_ex=['BGsubs_' ndf_short_ex '_1.txt'];
    nom_fichiers_Corr_yag=['Corr_' ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_Corr_ex=['Corr_' ndf_short_ex '_1.txt'];
    nom_fichiers_Norm_yag=['Norm_' ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_Norm_ex=['Norm_' ndf_short_ex '_1.txt'];
    nom_fichiers_MedWien_yag=['MedWien_' ndf_short_yag '_1.txt'];
    nom_fichiers_MedWien_ex=['MedWien_' ndf_short_ex '_1.txt'];
    for i=1:batch
        nom_fichiers_Norm_yag=str2mat(nom_fichiers_Norm_yag,(sprintf(['Norm_'
            ndf_short_yag '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_Norm_ex=str2mat(nom_fichiers_Norm_ex,(sprintf(['Norm_'
            ndf_short_ex '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_BGsubs_yag=str2mat(nom_fichiers_BGsubs_yag,(sprintf(['BGsubs_'
            ndf_short_yag '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_BGsubs_ex=str2mat(nom_fichiers_BGsubs_ex,(sprintf(['BGsubs_'
            ndf_short_ex '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_Corr_yag=str2mat(nom_fichiers_Corr_yag,(sprintf(['Corr_'
            ndf_short_yag '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_Corr_ex=str2mat(nom_fichiers_Corr_ex,(sprintf(['Corr_'
            ndf_short_ex '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_MedWien_yag=str2mat(nom_fichiers_MedWien_yag,(sprintf(['MedWien_'
            ndf_short_yag '_%d.txt'],i)));
        nom_fichiers_MedWien_ex=str2mat(nom_fichiers_MedWien_ex,(sprintf(['MedWien_'
            ndf_short_ex '_%d.txt'],i)));
    end
    %Calcul des images moyennes corrigées, bgsubs,filtrées, normalisées par
    %la nappe laser
    Norm_IMG_MOY_EX=func_moyenne([dossier_ex '\'],batch,nom_fichiers_Norm_ex);
    dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'MOYENNE_Norm_' ndf_short_ex
        '_1.txt'],Norm_IMG_MOY_EX);
    Norm_IMG_MOY_YAG=func_moyenne([dossier_yag
        '\'],batch,nom_fichiers_Norm_yag);

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'MOYENNE_Norm_' ndf_short_yag
'_1.txt'], Norm_IMG_MOY_YAG);
Corr_IMG_MOY_EX=func_moyenne([dossier_ex '\'], batch, nom_fichiers_Corr_ex);
dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'MOYENNE_Corr_' ndf_short_ex
'_1.txt'], Corr_IMG_MOY_EX);
Corr_IMG_MOY_YAG=func_moyenne([dossier_yag
'\'], batch, nom_fichiers_Corr_yag);
dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'MOYENNE_Corr_' ndf_short_yag
'_1.txt'], Corr_IMG_MOY_YAG);
BGsubs_IMG_MOY_EX=func_moyenne([dossier_ex
'\'], batch, nom_fichiers_BGsubs_ex);
dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'MOYENNE_BGsubs_' ndf_short_ex
'_1.txt'], BGsubs_IMG_MOY_EX);
BGsubs_IMG_MOY_YAG=func_moyenne([dossier_yag
'\'], batch, nom_fichiers_BGsubs_yag);
dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'MOYENNE_BGsubs_' ndf_short_yag
'_1.txt'], BGsubs_IMG_MOY_YAG);
MedWien_IMG_MOY_EX=func_moyenne([dossier_ex
'\'], batch, nom_fichiers_MedWien_ex);
dlmwrite([dossier_ex '\ ' 'MOYENNE_MedWien_' ndf_short_ex
'_1.txt'], MedWien_IMG_MOY_EX);
MedWien_IMG_MOY_YAG=func_moyenne([dossier_yag
'\'], batch, nom_fichiers_MedWien_yag);
dlmwrite([dossier_yag '\ ' 'MOYENNE_MedWien_' ndf_short_yag
'_1.txt'], MedWien_IMG_MOY_YAG);
end
```

---



## A.4.2 Simulation de la fluorescence et de la réponse caméra

---

```

%Lecture du dossier contenant les images
dossier='G:\These\Simulation écoulements\U11GaussT573\';

%Lecture des images
noms_fichiers='forcee_0001.dat';
for m=2:9
    noms_fichiers=str2mat(noms_fichiers,(sprintf(['forcee_00%d.dat'],m)));
end
for m=10:11
    noms_fichiers=str2mat(noms_fichiers,(sprintf(['forcee_00%d.dat'],m)));
end

for m=1:11
    MAT(:,:,m)=func_read_tecplot_CFD([dossier noms_fichiers(m,:)],1025,1025);
end

%Séparation Temp/Concentration et rognage des images
for m=1:11
    IMG_TEMP_insta_mixte(:,:,m)=MAT(315:735,1:421,3,m);
    IMG_CONC_insta_mixte(:,:,m)=MAT(315:735,1:421,4,m);
end

[H L]=size(IMG_TEMP_insta_mixte(:,:,1));

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Simulation de la fluorescence des images avec l'énergie LASER de 220 mJ/cm^2
%Déclaration du Gain et de l'énergie LASER
Gain=220;
NRJ=225;%mJ/cm^2 (10cm de haut, 0.05cm de large, transmission de 0.9 pour le
    beam homogeneizer)
lambda_all=[248 308];%Longueur d'onde Excimer 1&2

for m=1:11
    %Champ de concentration insta
    CONC_FIELD=0.02;
    %Champ de température insta
    TEMP_FIELD=IMG_TEMP_insta_mixte(:,:,m);

    %Génération des images de fluorescence
    for k=1:2
        lambda=lambda_all(k);
        % %Constantes de mesure
        Nopt=1;
        Surf_visib=10*10; %cm^2
        r=61.5+4.65; %cm, distance entre le plan focal et la zone de mesure
        angle_col=pi*Surf_visib/r^2; % strd, angle solide de collection
        optique
    end
end

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
Ve=10*10*0.1; %cm^3, volume de mesure
dVe=Ve/(H*L); %volume (cm3) d'représenté par un pixel

%Valeurs identiques au test précédent, pour comparaison
Surf_visib=11.82*13.28; %cm^2
r=61.5+4.65; %cm, distance entre le plan focal et la zone de mesure
angle_col=pi*Surf_visib/r^2; % strd, angle solide de collection optique

Ve=84*112*0.1; %cm^3, volume de mesure
dVe=Ve/(1024*1024); %volume (cm3) d'représenté par un pixel

%%Définition de la matrice de la section efficace d'absorption en
%%fonction de la matrice température
if lambda==308
    SIGMA=(10.0361.*exp(-log(2).*((TEMP_FIELD+273.15)-1750.98)./898.735).^2)).*10^-20;
else lambda==248
    SIGMA=(3.06555.*exp(-log(2).*((TEMP_FIELD+273.15)-3154.35)./4037.83).^2)).*10^-20;
end
%%
%Calcul de la FQY
Eex=1.0e7/lambda; %energie d'excitation (cm-1)
NRJ_photon=1.98644568E-25/(lambda*1e-9);
R_G=8.314e7; %Constante des gaz parfaits (erg/mol-K)
KB=1.38054e-16; %Constant de Boltzmann (erg/K)
E_0=30440.0; %cm-1 Niveau d'excitation d'origine
KF=8.0e5; %fluorescence rate (s-1)
SIG_AC=4.600; %Lennard-Jones coll diam pr acétone (angstrom)
EDK_AC=560.2; %Lennard-Jones epsilon/kb pr acétone (K)
MAC=58.08; %masse molaire de l'acétone (g/mole)
MVOL=0.783; %g/cm3, masse volumique de l'acétone
NA=6e23; %Constante d'Avogadro
P=1; %Pression (bar)

sig_coll=3.798; %LJ coll diam pr N2
edk_coll=71.40; %LJ epsilon/kb pr N2
mcoll=28.02; %masse molaire du N2 (g/mole)

sig=((SIG_AC+sig_coll)/2)/1.0e8; %L-J coll diamètre (cm)
edk=sqrt(EDK_AC*edk_coll); %L-J eps/kb (K)
mu=MAC*mcoll/(MAC+mcoll); %reduced mass (g/mole)

%%%%% Dépendance à la température
omega=1./((0.636+0.567.*log10((TEMP_FIELD+273.15)./edk)));
Z=pi.*sig^2.*sqrt(8.*R_G.*(TEMP_FIELD+273.15)./(pi.*mu)).*omega; %coll
    freq (molec/cm^3-s)
kcoll=Z.*P.*1.01325e6./(KB*(TEMP_FIELD+273.15)); %coll par molecule
    d'acetone

Eex=1.0e7/lambda; %energie d'excitation (cm-1)
Eth=3019./(exp(1.44*3019./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2937
```

```

./(exp(1.44*2937./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1731
./(exp(1.44*1731./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1435
./(exp(1.44*1435./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1364
./(exp(1.44*1364./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1066
./(exp(1.44*1066./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+777
./(exp(1.44*777./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+385
./(exp(1.44*385./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2963
./(exp(1.44*2963./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1426
./(exp(1.44*1426./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+877
./(exp(1.44*877./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+105
./(exp(1.44*105./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+3019
./(exp(1.44*3019./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2937
./(exp(1.44*2937./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1410
./(exp(1.44*1410./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1364
./(exp(1.44*1364./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1216
./(exp(1.44*1216./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+891
./(exp(1.44*891./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+530
./(exp(1.44*530./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2972
./(exp(1.44*2972./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1454
./(exp(1.44*1454./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1091
./(exp(1.44*1091./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+484
./(exp(1.44*484./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+109
./(exp(1.44*109./(TEMP_FIELD+273.15))-1);
%thermal energy (cm-1)
Ehigh=Eex+Eth-E_0; %Energy de l'état d'excitation intiale (cm-1)
near=1;
i=1;
E=Ehigh;
while E-Eth>near
    knr=-3.82e9+8.82e5.*exp(E./1650)+4.08e9.*exp(E./7.73e4);
    dEav=0.021.*(E-Eth);
    prob(:, :, i)=kcoll./(kcoll+knr+KF); %probabilité de parvenir
    à l'énergie E
    if E-dEav-Eth>near
        phi(:, :, i)=KF./(kcoll+knr+KF); %Rendement de la
        fluorescence effectif pour l'énergie E
    else
        phi(:, :, i)=KF./(knr+KF); %rendement de la
        fluorescence effectir pour le plus bas niveau
    end
    for j=1:i
        phi(:, :, i)=phi(:, :, i).*prob(:, :, j); %contribution au
        rendement global
    end
    E=E-dEav;
    i=i+1;
end
inum=i-1;
%on somme la fluorescence à chaque étape de la cascade pour avoir le
%rendement de fluorescence global
phitot=zeros(size(E));

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
for i=1:inum
    phitot=phitot+phi(:,:,i);
end

%On détermine la matrice du nombre de molécules d'acétone sur l'image

Nabs=CONC_FIELD.*MVOL./MAC.*NA; %matrice avec la concentration
    (locale, par pixel), en nombre de molécules par cm3

%Calcul de la matrice de fluorescence (nombre de molécules qui
    émettent un
%photon)
Sf(:,:,)=Nopt.*angle_col./(4*pi).*NRJ./NRJ_photon.*dVe
.*(CONC_FIELD.*P)./(KB.*(TEMP_FIELD+273.15)).*SIGMA.*phitot;

%Nettoyage de la matrice
Sf_2(:,:,)=real(Sf(:,:,)); %on prend la partie réelle.
%on supprime les valeurs négatives (remplacement par un 1
for i=1:H
    for j=1:L
        if Sf_2(i,j)<0
            Sf_2(i,j)=1;
        end
    end
end
end

IMAGES_FLUO_THEO(:,:,k,m)=Sf_2;

end
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Simulation de la fluorescence des images avec l'énergie LASER de référence
    (25 mJ/cm^2)%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Déclaration du Gain et de l'énergie LASER
Gain=220;
NRJ=25;%mJ/cm^2 (10cm de haut, 0.05cm de large, transmission de 0.9 pour le
    beam homogeneizer)
lambda_all=[248 308];%Longueur d'onde Excimer 1&2

for m=1:11
    %Champ de concentration insta
    CONC_FIELD=IMG_CONC_insta_mixte(:,:,m).*28./(58.08-IMG_CONC_insta_mixte(:,:,m)
        .*58.08+IMG_CONC_insta_mixte(:,:,m).*28);
    %Champ de température insta
    TEMP_FIELD=IMG_TEMP_insta_mixte(:,:,m);

    %Génération des images de fluorescence
```

```

for k=1:2
    lambda=lambda_all(k);
    % %Constantes de mesure
    Nopt=1;
    Surf_visib=10*10; %cm^2
    r=61.5+4.65; %cm, distance entre le plan focal et la zone de mesure
    angle_col=pi*Surf_visib/r^2; % strd, angle solide de collection
        optique

    Ve=10*10*0.1; %cm^3, volume de mesure
    dVe=Ve/(H*L); %volume (cm3) d'représenté par un pixel

    %%Définition de la matrice de la section efficace d'absorption en
    %%fonction de la matrice température
    if lambda==308
        SIGMA=(10.0361.*exp(-log(2).*((TEMP_FIELD+273.15)-1750.98)./898.735).^2)).*10^-20;
    else lambda==248
        SIGMA=(3.06555.*exp(-log(2).*((TEMP_FIELD+273.15)-3154.35)./4037.83).^2)).*10^-20;
    end
    %%
    %Calcul de la FQY
    Eex=1.0e7/lambda; %energie d'excitation (cm-1)
    NRJ_photon=1.98644568E-25/(lambda*1e-9);
    R_G=8.314e7; %Constante des gaz parfaits (erg/mol-K)
    KB=1.38054e-16; %Constant de Boltzmann (erg/K)
    E_0=30440.0; %cm-1 Niveau d'excitation d'origine
    KF=8.0e5; %fluorescence rate (s-1)
    SIG_AC=4.600; %Lennard-Jones coll diam pr acétone (angstrom)
    EDK_AC=560.2; %Lennard-Jones epsilon/kb pr acétone (K)
    MAC=58.08; %masse molaire de l'acétone (g/mole)
    MVOL=0.783; %g/cm3, masse volumique de l'acétone
    NA=6e23; %Constante d'Avogadro
    P=1; %Pression (bar)

    sig_coll=3.798; %LJ coll diam pr N2
    edk_coll=71.40; %LJ epsilon/kb pr N2
    mcoll=28.02; %masse molaire du N2 (g/mole)

    sig=((SIG_AC+sig_coll)/2)/1.0e8; %L-J coll diamètre (cm)
    edk=sqrt(EDK_AC*edk_coll); %L-J eps/kb (K)
    mu=MAC*mcoll/(MAC+mcoll); %reduced mass (g/mole)

    %%%%% Dépendance à la température
    omega=1./((0.636+0.567.*log10((TEMP_FIELD+273.15)./edk)));
    Z=pi.*sig^2.*sqrt(8.*R_G.*(TEMP_FIELD+273.15)./(pi.*mu)).*omega; %coll
        freq (molec/cm^3-s)
    kcoll=Z.*P.*1.01325e6./(KB*(TEMP_FIELD+273.15)); %coll par molecule
        d'acetone

```

```
Eex=1.0e7/lambda; %energie d'excitation (cm-1)
Eth=3019./(exp(1.44*3019./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2937
./(exp(1.44*2937./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1731
./(exp(1.44*1731./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1435
./(exp(1.44*1435./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1364
./(exp(1.44*1364./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1066
./(exp(1.44*1066./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+777
./(exp(1.44*777./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+385
./(exp(1.44*385./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2963
./(exp(1.44*2963./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1426
./(exp(1.44*1426./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+877
./(exp(1.44*877./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+105
./(exp(1.44*105./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+3019
./(exp(1.44*3019./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2937
./(exp(1.44*2937./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1410
./(exp(1.44*1410./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1364
./(exp(1.44*1364./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1216
./(exp(1.44*1216./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+891
./(exp(1.44*891./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+530
./(exp(1.44*530./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+2972
./(exp(1.44*2972./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1454
./(exp(1.44*1454./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+1091
./(exp(1.44*1091./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+484
./(exp(1.44*484./(TEMP_FIELD+273.15))-1)+109
./(exp(1.44*109./(TEMP_FIELD+273.15))-1);
%thermal energy (cm-1)
Ehigh=Eex+Eth-E_0; %Energy de l'état d'excitation initiale (cm-1)
near=1;
i=1;
E=Ehigh;
while E-Eth>near
    knr=-3.82e9+8.82e5.*exp(E./1650)+4.08e9.*exp(E./7.73e4);
    dEav=0.021.*(E-Eth);
    prob(:, :, i)=kcoll./(kcoll+knr+KF); %probabilité de parvenir
    à l'énergie E
    if E-dEav-Eth>near
        phi(:, :, i)=KF./(kcoll+knr+KF); %Rendement de la
        fluorescence effectif pour l'énergie E
    else
        phi(:, :, i)=KF./(knr+KF); %rendement de la
        fluorescence effectif pour le plus bas niveau
    end
    for j=1:i
        phi(:, :, i)=phi(:, :, i).*prob(:, :, j); %contribution au
        rendement global
    end
    E=E-dEav;
    i=i+1;
end
inum=i-1;
```

```

%on somme la fluorescence à chaque étape de la cascade pour avoir le
%rendement de fluorescence global
phitot=zeros(size(E));
for i=1:inum
    phitot=phitot+phi(:,:,i);
end

%On détermine la matrice du nombre de molécules d'acétone sur l'image

Nabs=CONC_FIELD.*MVOL./MAC.*NA; %matrice avec la concentration
    (locale, par pixel), en nombre de molécules par cm3

%Calcul de la matrice de fluorescence (nombre de molécules qui
    émettent un
%photon)
Sf(:,:)=Nopt.*angle_col./(4*pi).*NRJ./NRJ_photon.*dVe
.*(CONC_FIELD.*P)./(KB.*(TEMP_FIELD+273.15)).*SIGMA.*phitot;

%Nettoyage de la matrice
Sf_2(:,:)=real(Sf(:,:)); %on prend la partie réelle.
%on supprime les valeurs négatives (remplacement par un 1
for i=1:H
    for j=1:L
        if Sf_2(i,j)<0
            Sf_2(i,j)=1;
        end
    end
end

IMAGES_FLUO_THEO_REF(:, :, k, m)=Sf_2;

end
end

%Chargement de l'image de référence (266nm, 25mJ, 20°C)
load REF_266_20c_25mJ
%Calcul de la valeur de référence
%(266 nm, 25 mJ, Tamb)
REF=mean2(IMAGES_FLUO_THEO_CAS1(451:500,41:90,5));
%Normalisation des images par la valeur de référence
IMAGES_FLUO_THEO=IMAGES_FLUO_THEO./REF;
IMAGES_FLUO_THEO_REF=IMAGES_FLUO_THEO_REF./REF;

%%%
%Ajout du bruit sur les images de fluorescence à 220mJ/cm^2
for m=1:11
    for k=1:2
        Sc=28e-12.*mean2(IMAGES_FLUO_THEO(181:200,6:26,k,m));

        Sf_multiplicateur=(0.0000932745*Gain^2-0.0225673138*Gain+1.7748857414).*Sc;
    end
end

```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
IMAGES_FLUO_THEO_NORM_GAIN(:,:,k,m)=IMAGES_FLUO_THEO_REF(:,:,k,m).*Sf_multiplicateur;  
IMAGES_FLUO_THEO_NORM_NOISE(:,:,k,m)  
=imnoise(IMAGES_FLUO_THEO_NORM_GAIN(:,:,k,m),'poisson').*1/Sf_multiplicateur;  
end  
end  
  
save simu_images_fluo_conv_forcee_conc_0_02
```

---



### A.4.3 Conversion en température

```
%Calcul des ratios
Images_insta_ratio_mixte_0_005=Images_insta_filt_248_mixte_0_005
./Images_insta_filt_308_mixte_0_005;
Images_insta_ratio_forcee_0_005=Images_insta_filt_248_forcee_0_005
./Images_insta_filt_308_forcee_0_005;

%%
%déclaration des tables des températures
tlut=20:700; %Table des températures (°C)
TL248nm_0_005=-8.01126*10^(-15).*(tlut).^5+0.0000000000215321
.*(tlut).^4-0.0000000244783.*(tlut).^3+0.0000155036
.*(tlut).^2-0.00586462.*(tlut)+1.10483; %table fluo 248nm (equation)
TL308nm_0_005=1.36118E-15.*(tlut).^5 + 0.0000000000000147931
.*(tlut).^4 - 0.00000000538066.*(tlut).^3 + 0.00000507746
.*(tlut).^2 - 0.00218652.*(tlut) + 1.04732; %table fluo 308nm (equation)
TLratio248308_0_005=TL248nm_0_005./TL308nm_0_005; %Table ratio 248/308

%%
%Définition des valeurs de référence
Refmixte_0_005=mean2(Images_insta_ratio_mixte_0_005(181:200,6:26,1));
Refforcee_0_005=mean2(Images_insta_ratio_forcee_0_005(181:200,6:26,1));

%Normalisation des images par la valeur de référence
Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005=Images_insta_ratio_mixte_0_005./Refmixte_0_005;
Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005=Images_insta_ratio_forcee_0_005./Refforcee_0_005;

%Nettoyage des images (suppression des valeurs nulle, infinies ou non
%définies)
for k=1:11
    for i=1:421
        for j=1:421
            if Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005(i,j,k)==0;
                Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005(i,j,k)=1;
            end
            if Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005(i,j,k)==Inf;
                Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005(i,j,k)=1;
            end
            if isnan(Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005(i,j,k))
                Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005(i,j,k)=1;
            end
            if Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005(i,j,k)==0;
                Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005(i,j,k)=1;
            end
            if Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005(i,j,k)==Inf;
                Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005(i,j,k)=1;
            end
            if isnan(Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005(i,j,k));
                Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005(i,j,k)=1;
            end
        end
    end
end
```

#### A.4. CODES MATLAB

---

```
        end
    end
end
%%
%Conversion en température avec interpolation sur les tables de
%températures
Images_insta_ratio_forcee_temp_0_005=interp1(TLratio248308_0_005
,tlut,Images_insta_ratio_forcee_norm_0_005,'nearest','extrap');
Images_insta_ratio_mixte_temp_0_005=interp1(TLratio248308_0_005
,tlut,Images_insta_ratio_mixte_norm_0_005,'nearest','extrap');
```

---

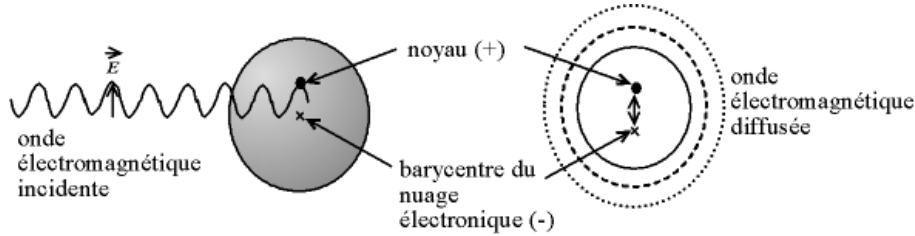
## A.5 Bibliographie sur l'imagerie par diffusion de Rayleigh plane (PLRS)

L'imagerie par Diffusion Rayleigh LASER par plan LASER ne nécessite aucun ense-  
mencement. Le principe repose sur la diffusion élastique des molécules de l'écoulement  
étudié (et donc à la même longueur d'onde que l'excitation). Pour comprendre pourquoi  
son utilisation dans les conditions et la gamme de température où nous envisageons  
d'appliquer la PLIF est complexe, revenons en détail sur les principes de la diffusion  
Rayleigh.

Si la taille de la particule est beaucoup plus petite que la longueur d'onde d'excitation  
 $\lambda_0$  (au moins 0.1 fois), le régime de diffusion est la diffusion Rayleigh. C'est le cas  
lorsqu'un rayonnement visible ou proche UV interagit avec des atomes ou molécules  
d'un fluide. Le principe physique de la diffusion Rayleigh est présenté rapidement sur la  
figure 210. Le champ électromagnétique ( $\vec{E}, \vec{B}$ ) associé aux photons incidents d'énergie  
 $hc/\lambda_0$  déforme le nuage électronique de la molécule et le barycentre des charges élec-  
triques oscillent ainsi par rapport au noyau. Ce dipôle rayonne alors et ce rayonnement  
est la diffusion Rayleigh. La puissance moyenne diffusée par une molécule peut s'écrire  
sous la forme:

$$\langle P \rangle = \frac{\mu_0}{12\pi c} \omega_0^4 p_0^4 \quad (45)$$

où  $\mu_0$  est la permittivité du vide ( $8.85418782 \times 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^4 \text{ A}^2$ ),  $\omega_0$  la pulsation  
du rayonnement incident ( $\omega_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ ) en rad/,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide en  
m/s et  $p_0$  l'amplitude du moment dipolaire de la molécule en C.m.



**Figure 210** - Interprétation électronique de la diffusion Rayleigh, Wikipedia.

L'intensité diffusée par un ensemble de  $N$  molécules peut également s'écrire par:

$$S_{Rayleigh} = IN\sigma_{Rayleigh} \quad (46)$$

où  $I$  représente l'intensité du rayonnement incident en Joule,  $N$  le nombre total de  
molécules dans le volume de diffusion et  $\sigma_{Rayleigh}$  la section efficace d'interaction Rayleigh  
( $\text{cm}^2$ ) qui dépend de la nature de la molécule d'interaction ou du mélange des molécules  
contenus dans le fluide. On peut connaître la section efficace d'un mélange gazeux à  
partir des sections efficaces  $\sigma_i$  de chacune des  $M$  molécules et de la concentration  $\chi_i$  des  
molécules  $i$  par la relation :

$$\sigma_{Rayleigh} = \sum_{i=1}^M \chi_i \sigma_i \quad (47)$$

La section efficace  $\sigma_i$  peut également s'écrire en fonction de l'indice de réfraction  $n_i$  du gaz de molécule  $i$  et de la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_0$  par:

$$\sigma_i \approx \frac{(n_i - 1)^2}{\lambda_0^4} \quad (48)$$

Le rayonnement ainsi diffusé dépend de la concentration des molécules  $\chi$ , de la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_0$  et du nombre de molécules  $N$  dans le volume de mesure. Cette interaction peut être utilisée pour mesurer des distributions spatiales de concentration, dans le cas d'écoulement isotherme et isobare (pour étudier les phénomènes de mélange par exemple), ou bien peut également servir à mesurer la température que l'on peut estimer à partir de la loi des gaz parfait dans le cas d'un écoulement à concentration constante et pression constante. C'est notre cas ici.

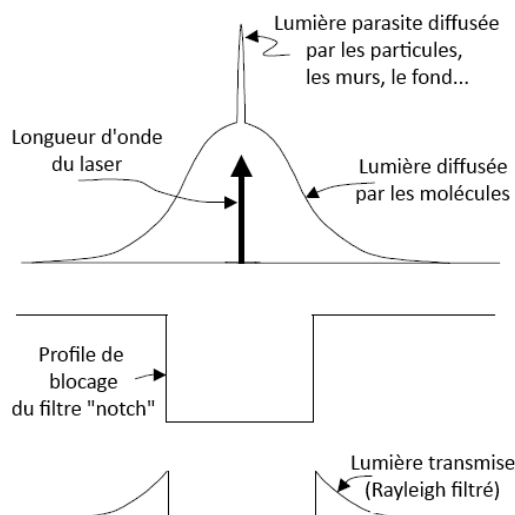
Mais dans le cas d'un écoulement très haute température ou en mouvement très rapide, la diffusion Rayleigh permet d'estimer la vitesse et la température simultanément à l'aide du principe de l'élargissement Doppler de la raie spectrale : dans un gaz au repos, les molécules se déplacent aléatoirement dans l'espace. La fonction de distribution des vitesses des molécules, appelée distribution de Maxwell-Boltzmann, ne dépend que de la température du milieu. La distribution des vitesses est gaussienne et le nombre de molécules  $dN_{v_x, v_y, v_z}$  ayant la composante  $v_x$  des vitesses à  $dv_x$  près,  $v_y$  à  $dv_y$  près et  $v_z$  à  $dv_z$  près s'écrit sous la forme suivante en coordonnées cartésiennes:

$$dN_{v_x, v_y, v_z} = N \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT} \right) dv_x dv_y dv_z \quad (49)$$

Lorsque les interactions de diffusion Rayleigh interviennent sur des molécules en mouvement, la longueur d'onde du rayonnement diffusé est décalée par rapport à la longueur d'onde d'excitation par effet Doppler et ce décalage dépend de la vitesse de la molécule. Puisque la distribution des vitesses est gaussienne, la distribution en longueur d'onde du rayonnement diffusé est également gaussien et la largeur à mi-hauteur en fréquence ne dépend que de la température du milieu et s'écrit par la relation suivante:

$$\Delta\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{mc^2}} \quad (50)$$

correspondant à l'élargissement Doppler d'une raie spectrale. La mesure spectroscopique du rayonnement diffusé peut ainsi permettre d'estimer la température locale du fluide. De plus, si le fluide offre un mouvement global, les vitesses des molécules sont la somme de la composante stochastique Maxwellienne ajouté au mouvement global local du fluide. Le décalage en fréquence du maximum du spectre de diffusion est ainsi proportionnel à la vitesse globale du fluide. En le mesurant, on peut estimer la vitesse de l'écoulement. Ainsi, un écoulement à Mach 2.5 éclairé à 532 nm [3] présente un spectre de diffusion décalé de 0.0015 nm par rapport au spectre d'excitation. Toutefois, le faible décalage explique la nécessité d'utiliser des LASERS à colorant finement paramétrables et des filtres hautement sélectifs (filtres "Notch", généralement de l'iode ou des vapeurs de rubidium ou de mercure) sont nécessaires. Les filtres situés devant les caméras bloquent parfaitement la longueur d'onde d'excitation et ne permettent qu'au signal décalé de parvenir au capteur (figure 211).



**Figure 211** - Principe d'utilisation d'un filtre "notch" pour filtrer la longueur d'onde d'excitation ainsi que tout signal parasite intense (diffusion de Mie). La lumière transmise est une partie du spectre de diffusion des molécules et est donc dépendante des paramètres physiques de l'écoulement.

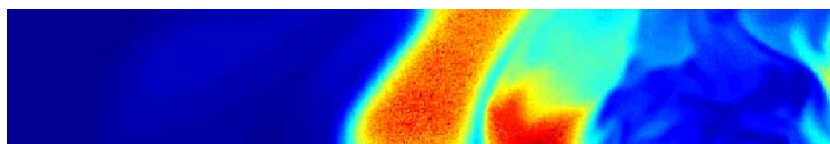
Enfin, une autre méthode qui repose sur l'adjonction de  $CO_2$  permet également d'obtenir des informations sur la vitesse, mais également sur les structures de l'écoulement : injectées dans un écoulement de haute vitesse, les molécules de  $CO_2$  diffusent particulièrement bien la longueur d'onde d'excitation et permettent de visualiser des gradients importants. En particulier, les chocs soniques provoquent la condensation du  $CO_2$  en particules liquides dont la diffusion change par rapport au gaz de l'écoulement, permettant la visualisation des ondes de choc et les enroulements tourbillonnaires [3, 4]. Toutefois, la nécessité "d'ensemencer" en  $CO_2$  et la perte d'informations sur la température [77] liée aux interférences ("Speckle") limitent cette méthode à la seule mesure de vitesse.

Pour la mesure de température dans la gamme qui nous intéresse ici et aux vitesses propres à la convection mixte, toutes ces approches (élargissement et décalage Doppler, adjonction de  $CO_2$ ) sont inaccessibles avec les outils métrologiques disponibles actuellement car l'élargissement est négligeable. A température ambiante, en milieu ouvert et à faible vitesse, se pose également le problème de séparer la diffusion de Rayleigh des molécules de celle de Mie, en provenance des particules de poussière en suspension dans l'air. Mais dans un écoulement suffisamment propre pour ne présenter que peu (ou pas du tout) de telles particules, le signal de Rayleigh peut être enregistré. Si la mesure de vitesse reste inaccessible actuellement du fait d'un décalage trop faible pour être mesuré par un spectromètre, l'analyse du signal de Rayleigh par l'intermédiaire de ratios et d'un étalonnage doit toutefois permettre l'obtention de champs de température. L'un des objectifs de ce manuscrit a consisté à adresser cette possibilité et à en déduire, le cas échéant, la précision.

Dans notre cas, pour effectuer des mesures de champs de température, il est important de s'assurer que toutes les autres grandeurs intensives demeurent constantes, en

particulier la section efficace (ce qui peut poser problème dans les milieux réactifs où des molécules à courte durée de vie sont générées; des corrections sont alors nécessaires). La variation de température génère une baisse du signal diffusé selon l'équation 46 qui, mesurée et comparée à un étalonnage, permet de déduire la température de chacun des pixels. Toutes choses égales par ailleurs (énergie LASER, écoulement, taille du champ), le signal Rayleigh obtenu se révèle beaucoup moins intense que la fluorescence de l'acétone. C'est pourquoi la PLRS nécessite des dispositifs d'acquisition particulièrement sensibles et un important traitement des images pour parvenir à un ratio signal-sur-bruit (SNR) satisfaisant. Jusqu'à maintenant, la grande majorité des mesures PLRS ont été réalisées dans des milieux réactifs [78, 79, 80, 81], à haute température, et ce afin d'obtenir un contraste suffisant (exemple avec la figure 212 réalisée sur une gamme de 300 K à 2100 K).

Des travaux préliminaires sur cette technique, non documentés dans le texte du présent manuscrit, sont rapportés dans l'annexe A.6.



**Figure 212** - Champ de température obtenu par Schiebl *et al.* [82] par diffusion de Rayleigh plane, en milieu réactif (l'échelle s'étend de 285 K à 2100 K).

## A.6 Expérimentations sur l'imagerie par diffusion de Rayleigh plane : mesure de champs de température sur un jet rond chauffé

### A.6.1 Introduction

Development and improvement of non-intrusive LASER-based metrology have paved the way to a new era, particularly in comprehension of fluid mechanics and in convective heat transfer applications. Nowadays, Particles Imaging Velocimetry is a standard, widely-used technique in fluid mechanics experiments, easy to implement and allowing for an unprecedented array of visualizations (3D, high-rate, time-resolved PIV [83, 84, 85, 86]) with ever smaller yet more powerful high-repetition-rate pulsed laser sources and high-resolution high-speed digital cameras. A similar development in temperature imaging applications has yet to occur, although Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF) and Planar Laser Rayleigh Scattering (PLRS), among other rapidly evolving techniques, are quite promising. They both use integration over time of light re-emitted by particles as a diagnostic tool. They differ in the nature of the light used, as the first depends on fluorescence, whereas the second (PLRS) uses elastic scattering of light.

In elastic scattering, light is re-emitted instantaneously, with the same wavelength as excitation. But according to the size of the excited particle, two different regimes are usually considered : Mie scattering and Rayleigh scattering. The first occurs when the particle size is of the same order as the wavelength, typically around  $1\ \mu m$ . It is used in PIV to visualize particle dis-

placement. Rayleigh scattering occurs with particles smaller than wavelength, such as molecules and atoms. The emitted light is very diffuse and much less intense than in Mie scattering, which can be an issue since there is no way to separate Mie scattering from Rayleigh scattering. In fluorescence (and phosphorescence), light is emitted at a different wavelength, with a delay and over a certain length of time (around 100 ns for fluorescence, and more than 1 ms for phosphorescence, both of the times depending of the reacting particles and the medium). But not all mediums are fluorescent.

PLIF uses a powerful LASER source to excite a fluorescent tracer that is either seeded or naturally present in the flow. The fluorescent light emission is then recorded by a high-sensitivity camera (CCD camera with intensificator, or iCCD camera), and signal intensity can be linked to measured environmental temperature and concentration. PLIF is usually used in water-flows, with Rhodamine and less-toxic equivalent as tracers and green (532 nm) laser sources. In gaseous flows, added tracers are mainly acetone [18, 19, 29], toluene and pentanone, due to their fluorescence properties under UV excitation at 308, 266 or 248 nm wavelengths respectively [35]. As the fluorescence wavelength is different from the exciting wavelength, cameras and intensificators need to be chosen accordingly to the tracer. Widely used in combustive environment [11, 14, 52, 13], where reactive molecular tracers are created in flames without any seeding (OH, CH and NO radicals created during combustion are UV-fluorescent), PLIF also enables concentration or pressure imaging [36, 44, 87] with carefully chosen constant parameters and multiple excitation wavelengths.

As previously mentioned, Planar Laser Rayleigh Scattering does not need any seeding; based on elastic scattering, it uses the light scattered by illuminated molecules of the studied flow. But as it will be detailed below, acquisition of temper-

atures in non-reactive flows and low temperatures flows is much more complicated than with PLIF and can be considered as frontier research helping to characterize the possibilities and limits of this technique. Let us first briefly describe the basic principles of Laser Rayleigh scattering.

The Rayleigh scattering signal is usually described according to the following expression :

$$S_R(x, y) = I_0(x, y, \lambda) \cdot C_1 \cdot N(x, y) \cdot \sum_i \chi_i(x, y) \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i \quad (51)$$

where  $I_0(\lambda)$  is the incident light intensity;  $C_1$  is a constant that takes into account the efficiency of light collection;  $N$  the total number of molecules and  $\chi_i$  the molar fraction for each; and  $\left( \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i$  the scattering cross-section for each molecule. It is defined as :

$$\left( \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i = \frac{4\pi^2}{\lambda^4} \left( \frac{n_i - 1}{N_0} \right)^2 \sin^2(\alpha) \quad (52)$$

As  $(n_i - 1)$  is proportional to local density, the cross-section is independent of temperature and density. Assuming constant pressure and ideal gas law, total molecular density becomes a function of temperature, and then :

$$PV = NkT; N = \frac{PV}{kT} = \frac{PV}{k} \cdot \frac{1}{T} \quad (53)$$

$$S_R = C'_1 \cdot \frac{1}{T} \sum_i \chi_i \left( \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \right)_i \quad (54)$$

$$\propto \frac{1}{T} \frac{1}{\lambda^4} f(\chi_i) \quad (55)$$

Rayleigh scattering intensity decreases with increasing temperature (as density decreases with temperature in a  $1/T$  fashion and wavelength at the power of  $\lambda^{-4}$ ; a daily signature of Rayleigh scattering is

the color of the sky). That is why excitation sources are usually UV-lasers with the lowest wavelength and maximum energy available. The flows studied show large-scale great temperature gradients, which provide enhanced contrast. In order to measure temperature, the molecular cross-section in the measurement area must remain constant. As concerns reacting flows, corrections must be carried out so as to take into account the generation and extinction of short-lifetime molecules. All told, Rayleigh scattering is generally found to be less intense than fluorescence induced by laser with a similar setup (the same laser energy). PLRS consequently requires particularly sensitive cameras and considerable post-treatment work on images in view of reaching favorable Signal-Noise Ratio (SNR). Therefore, most PLRS temperature imaging experiments have been conducted in flames [78, 79, 80, 81] where there is a wide temperature range (300-2100 K), that indeed provides highly satisfactory contrast.

And yet, as in PLIF measurements, Rayleigh scattering can be used to visualize other flow properties, such as pressure and velocity. Scattering of  $CO_2$  particles condensed in high-Mach flows is typically used for this purpose, and provides good contrast. Visualization of shock waves and vortex [3, 4] is likewise accessible. But the need for seeding, loss of information on flow temperature [77] and interference phenomena ('speckle') limit this application to velocity measurements.

In high-Mach flows, due to Doppler effect from fluid motion, scattering from molecules represents a major shift in frequency from excitation wavelength. A 2.5 Mach number flow illuminated at 532 nm [3] shows a 0.0015 nm shift, thereby explaining why highly selective filters ("notch-filters", generally molecular iodine, rubidium or mercury vapor) and tunable laser are required for shift measurement and velocity estimate. Moreover, fil-



tered scattering only allows measurement of shifted Rayleigh scattering and removal of unwanted scattering from particles or background [88, 89].

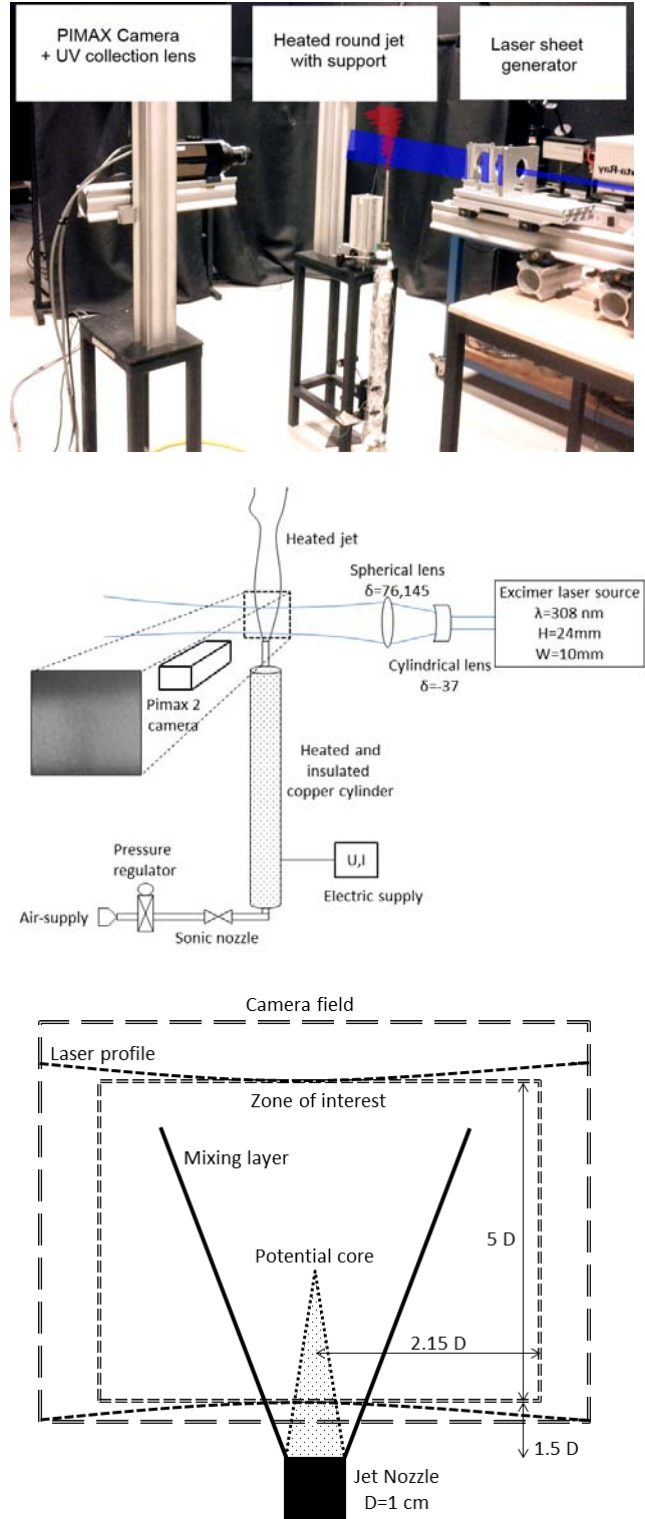
Doppler broadening of Rayleigh scattering is another means of measuring pressure, temperature or velocity. In a low density or high-temperature regime, the uncorrelated thermal motion of the molecules provides symmetric Maxwell-Boltzmann distribution centered around the mean velocity of the flow. In this case, however, scattering simply reflects the motion of the molecules themselves and the spectral linewidth of the scattered light is broadened according to the next equation, ensuring from Maxwell-Boltzmann distribution of molecular speeds in ideal gases :

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (56)$$

In standard conditions for air (1 atm, 298 K) for 308 nm light, thermal broadening is around  $2.55 \cdot 10^{-5}$  nm and can be considered as negligible. But for high-temperature flows such as plasmas, significant broadening occurs. Using well-known molecular filters, deconvolution of the signal by the absorption spectrum gives shape to the Rayleigh scattering line, and thereby permits temperature (via broadening) and velocity (via shifting) measurements [90].

All the previously presented applications contributing to flow measurements are in use because temperature or velocity suffice to shift or broaden the spectrum. But to our knowledge, Rayleigh scattering in general and PLRS in particular have never been used in temperature imaging at standard conditions for heat transfer purposes: atmospheric pressure, low-Mach number flows and low temperatures ranging from 250 K to 600 K imply a weak, non-broadened and non-shifted Rayleigh scattering signal, which is impossible to distinguish by filtering from Mie and background scattering.

In this paper, we aim to address the capacities and limitations of measured tem-



**Figure 213 - a** (Top) : Commented photograph of the experimental setup. **b** (Center) : Schematized experimental and optical setup for Rayleigh scattering 2D-temperature imaging. The dashed lines represent the camera imaging zone. **c** (Below) : Measurement area and jet structure.

peratures in a temperature range of 300-400 K using PLRS. With help from high-definition UV intensified cameras and appropriate image processing, attempts to measure averaged and instantaneous temperature fields from a heated round air jet (up to 100 °C) have been conducted. This paper is divided into three sections. First, the experimental apparatus and acquisition protocol are presented, with the difficulties inherent to Rayleigh scattering being addressed. Second, image processing is detailed on a step-by-step basis, with focus on the algorithm developed to correct Mie scattering parasites. Biases in temperature evaluation are expressly addressed. Finally, results from PLRS in light of jet theory and cold wire measurements are discussed.

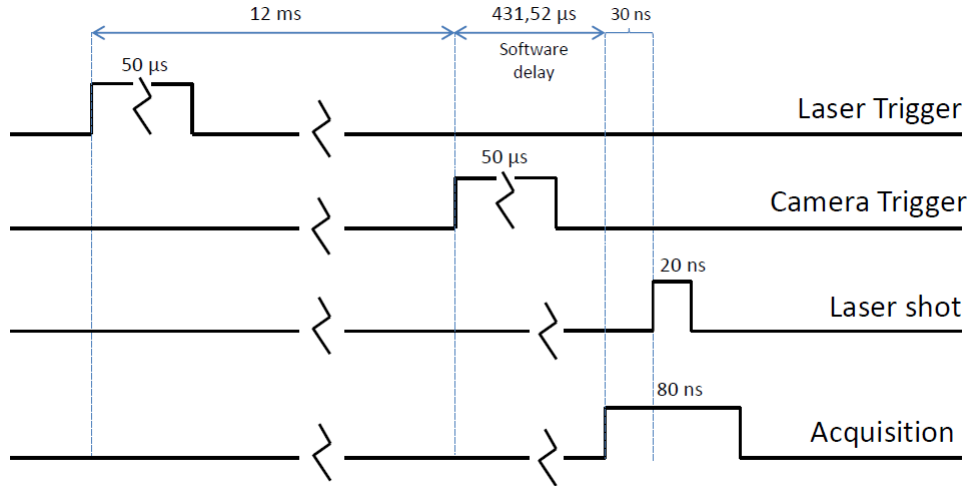
## A.6.2 Experimental setup

**A.6.2.0.1 Apparatus** Jet is issued from a 1 cm diameter stainless cylinder of 1.5 meter length connected to air feeding system. An electrical heating apparatus surrounds it and the whole system is insulated. Temperature of the air flow is controlled by electrical current via tunable power supply providing a jet temperature range from 20 °C up to 100 °C. The temperature of the jet is continuously controlled by thermocouples; one is plunged into the potential core of the jet and correspond to the jet flow temperature  $T_0$ .  $T_{amb}$  ambient temperature is also registered in the far field region. Flow velocity is regulated by a sonic nozzle, providing a Reynolds number between 4800 at room temperature (18.2 °C) and 4035 at maximum temperature (100.6 °C). Prandtl number ranges from 0.6 to 0.74. PLRS measurements were conducted with jet at room temperature, 30 °C, 62 °C, 80 °C and 100 °C, within  $\pm 1$  °C (precision of the thermocouple). Laser source is a XeCl-Excimer, delivering up to 250 mJ at 308 nm and 5 Hz. Optical setup, consisting of a cylindrical lens of fo-

cal length  $\delta = -37$  and a spherical lens of focal length  $\delta = 76.15$ , provides a sheet 50 mm high and with waist thickness of  $t = 0.5 \text{ mm} \pm 0.1 \text{ mm}$  in the center of the air jet. Apparatus is described in Figures 213a and 213b. The illuminated area is between 1.5 and 6.5 diameters vertically ( $1.5 < \frac{X}{D} < 6.5$ ), and is 5 diameters horizontally ( $0 < \frac{r}{D} < 2.5$ ) (figure 213c). The air supplied to create the jet needs to be filtered, as every particle in the laser sheet will emit fluorescence or Mie scattering, which would be several order of magnitude more intense than Rayleigh scattering, and thereby decrease the SNR. Air supply may have oil and dust particles in its flow, and an initial measurement without filtering resulted in images with a heated jet more intense than the background, which is the opposite of the expected behavior of Rayleigh scattering imaging. With the sub-micronic air filter, on the other hand, the jet was free of any fluorescing or diffusing particles. Since the experimental room, on the other hand, was not free of such dust particles, Mie scattering and fluorescence could be observed on many of the illuminated particles in the laser sheet. A post-processing procedure was consequently developed to remove bright parasite particles from recorded images. Laser energy was monitored before and after each measurement, as it slowly decreases after each image batch, which consists of 150-600 pulses at 5Hz.

## A.6.3 Image acquisition

Acquisition setup is a complete solution provided by Princeton Instruments. Collection optic is a UV AI lens provided by Nikkor, with a 105 mm focal length/4.5 aperture, with 70% transmission in the 220-900 nm range. Camera is an iCCD Pimax 2, with good sensitivity in the UV range. Images are recorded in TIFF 16bits, with a resolution of 846 x 802 pixels. This results in a 10px/mm imaging precision.



**Figure 214** - Setup chronogram. Triggers timers were controlled by BNC and Princeton Instruments software.

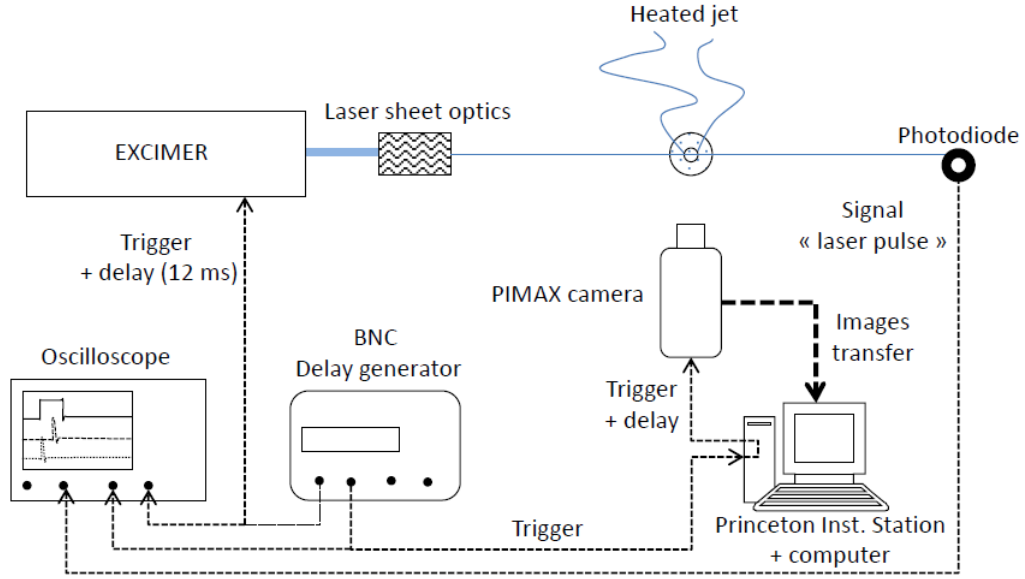
Digital level recorded from Rayleigh scattering being low, linearity in camera response is ensured [43]. Gain and time integration of the camera are configurable. To ensure that time integration only occur during Rayleigh scattering, a 4-entries BNC provides the 12 ms delay needed by the Excimer for external triggering, and also triggers the camera. A photo-metric cell with a response time below 1 ns was used to intercept the laser beam, sending a signal to the oscilloscope. This allowed for fine tuning of delay, which was then configured in the Princeton Instruments software, with a precision below 1 ns, thanks to a 4-entries oscilloscope monitoring delays on each trigger. Complete chronogram is summarized on Figure 214, while Figure 215 displays the set-up. Laser was systematically started for an hour prior to measurements and fired for at least 150 bursts without recording, so as to ensure stability and reduce shot-by-shot energy variation. In this configuration, a signal from Rayleigh scattering is a simple function of laser energy and temperature. Given that there is only a negligible drop of power in the laser sheet on a pulse-to-pulse basis (averaged energy by pulse for Excimer decreases by 5 mJ every 100,000 pulses), after

correction for the axial power laser variation the signal is a function of temperature alone (LASER energy is not constant on the whole laser sheet but shows a Gaussian distribution, by which the signal must be corrected to ensure a homogeneous signal in homogeneous temperature zones).

Assuming constant laser energy and cross-section, with an accurate calibration at a homogeneous temperature, signal ratio at different temperatures helps to produce temperature fields. However, as explained in the previous section, noise may render it more difficult to obtain accurate measurements, especially at low temperatures with a weak digital level variation and consequently a low signal-to-noise ratio. Moreover, interference particles add to the low SNR and various de-noising and optimizing procedures taking every error source into account are necessary before obtaining a suitable temperature field. Such procedures will be discussed in the following section.

Different camera gain and integration times were tested, as was the length of the image batches. The experiments conducted are listed in Table 18.

Experiments relative to integration time or camera gain were conducted using 150



**Figure 215** - Images acquisition setup. Normal dashed lines represent triggers and signals used to synchronize the whole setup (BNC wires). Bold dashed lines are for image transfer.

		Gain					
		100	120	150	180	190	200
Batch size	150i	80 ns	80 ns	80 ns	30-40-60-80-100 ns	80 ns	80 ns
	300i				80 ns		
	600i				80 ns		
		Integration time					

**Table 18** - Summary of every experiments conducted according to parameters tested (Gain, integration time, batch size).

images; deviations of the mean and standard deviation were estimated and calculated on image batches ranging from 5 to 600 images, to determine the smallest usable batch of images. Deviations are defined as following [66], from Gaussian distribution :

$$dm = \overline{U_N} - \overline{U_{Nb}} \quad (57)$$

deviation of the mean,  $U$  being the averaged value of the considered variable, according to size of the batch, with  $N$  number of total images (600 here), and  $Nb$  size

of different batches (from 5 to 600).

$$dm \simeq \pm \frac{\sigma_N}{\sqrt{N}} \left( 1 + \sum_{i=1}^{Nb-1} 2 \frac{N-i}{Nb} \rho(iP_e) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (58)$$

estimated deviation of the mean, with  $\sigma_N$  standard deviation on the entire batch,  $P_e$  sampling period; and :

$$dstd = \sigma_N - \sigma_{Nb} \quad (59)$$

deviation of the standard deviation, with  $\sigma_{Nb}$  being the standard deviation on different sized batches,

$$dstd \simeq 1.65 \left[ \frac{2}{Nb-1} + \frac{4}{(Nb-1)^2} \sum_{j=1}^{Nb-1} (Nb-j) \rho^2(jP_e) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (60)$$

estimated deviation of the standard deviation, with  $\rho$  auto-correlation coefficient. Images being recorded at 5Hz pulse-to-pulse measurements are not correlated due to jet outlet speed ( $7.4 - 9.4 \text{ m.s}^{-1}$ ). Thus, equations can be simplified [91] :

$$dm = \pm \frac{\sigma_N}{\sqrt{Nb}} \quad (61)$$

and

$$dstd = 1.65 \frac{2}{Nb-1} \quad (62)$$

Figure 216 shows how deviations on mean and standard deviation decrease according to image batch size. The calculated deviation on standard deviation is clearly above the estimated deviation, but stabilizes with batches between 150 and 600 images. Mean deviation is below the estimated deviation as soon as the batch reaches 120 images. At 150 images, mean deviation is below 0.003. Thus, deviations on both mean and standard deviations can be considered negligible above 150 images per batch. In order to decrease measurement and image processing times, all consecutive image batches were restricted to 150 images.

#### A.6.4 Images processing

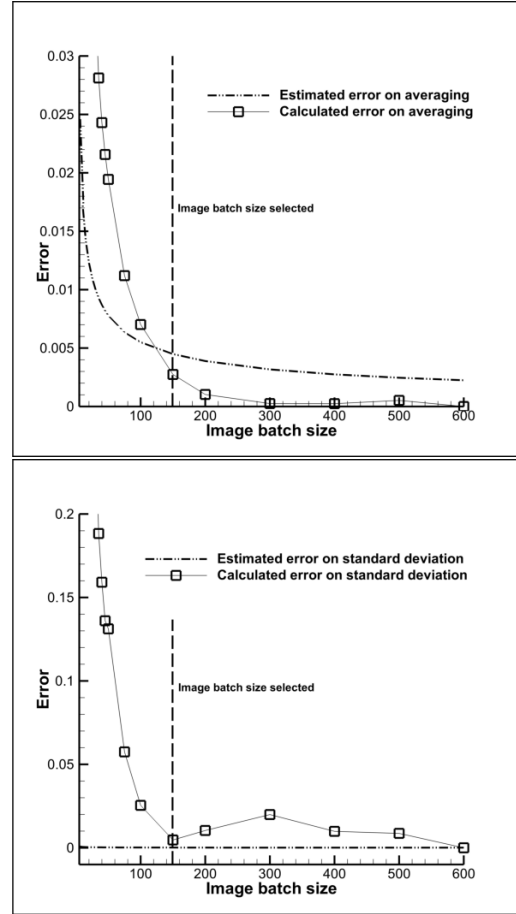
Image recording required 3 steps : background image record (no flow, no laser sheet), measurement of the laser profile via Rayleigh scattering (no flow, laser triggered, homogeneous temperature) and finally sampling of 150 instantaneous images of the heated jet, at different temperatures (20 °C, 30 °C, 62 °C, 80 °C, 100 °C at  $\pm 1$  °C). For each temperature, acquisitions were conducted according to parameters from Table 18.

The protocol used for processing is similar to the one generally involved in PLIF experiments [29, 87, 12]. First, averaged background images are subtracted from the instantaneous raw images :

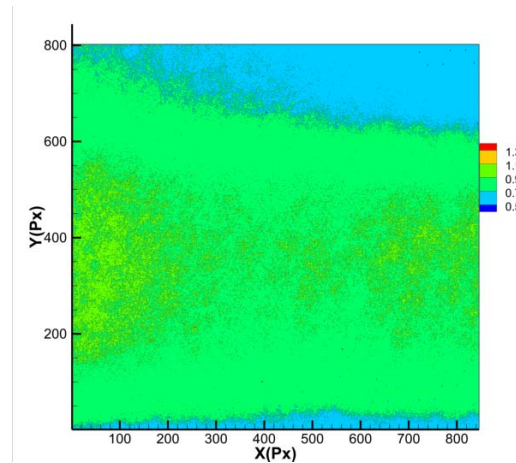
$$\langle S_{Background} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{Background} \quad (63)$$

$$S_{BG}^{subs} = S_{RAW} - \langle S_{Background} \rangle \quad (64)$$

with  $S_{Background}$  signal from the background, and  $S_{RAW}$  the raw signal from the camera.



**Figure 216** - Calculated and estimated error on averaging (top) and standard deviation (bottom), depending of the size of the images batches.



**Figure 217** - Normalized laser energy profile. Gain 200, 250 mJ, 308 nm



Background subtraction is intended to remove reflects and any visible object in the far field, as well as electronic noise from the camera. Resulting images are then processed by a filter developed to remove any interfering particles.

$$S_{Corrected} = f_{particles \atop removing}(S_{BG \atop subs}) \quad (65)$$

Images of the laser sheet only (no jet flow) are processed in the same manner and averaged. The resulting image is referred as the laser sheet image.

$$S_{Laser \ Sheet \ BGsubs} = S_{Laser \ Sheet} - \langle S_{Background} \rangle \quad (66)$$

$$\langle S_{Laser \ Sheet \ BGsubs} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{Laser \ Sheet \ BGsubs} \quad (67)$$

The instantaneous images of the jet are then divided by the laser profile image (Figure 217) to integrate the energy normalization accounting for the gaussian distribution and thereby correcting bias in temperature measurements. Resulting instantaneous images are averaged.

$$S_{Normalized} = \frac{S_{Corrected}}{\langle S_{Laser \ Sheet \ BGsubs} \rangle} \quad (68)$$

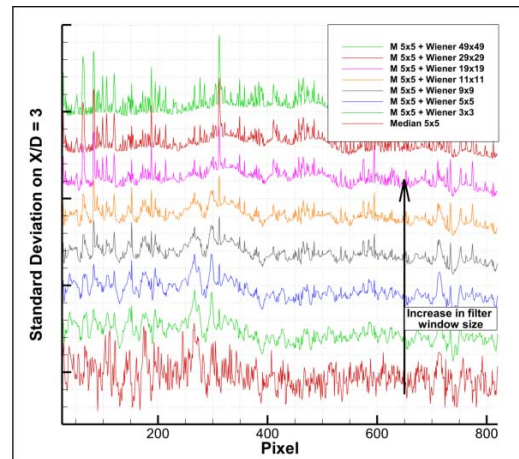
$$\langle S_{Normalized} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{Normalized} \quad (69)$$

Figure 218a summarizes this process. Finally, a median Gaussian filter (5x5) and a wiener filter are applied to the instantaneous images, which are then averaged. Filters choice will be discussed below. At this stage, images are still in Tiff 16 bits and need to be converted to temperature distribution.

**A.6.4.0.2 Interfering particles removing** Since Rayleigh scattering occurs at the molecular level, all visible bright particles larger than molecules will be found in Mie scattering regime or fluorescing.

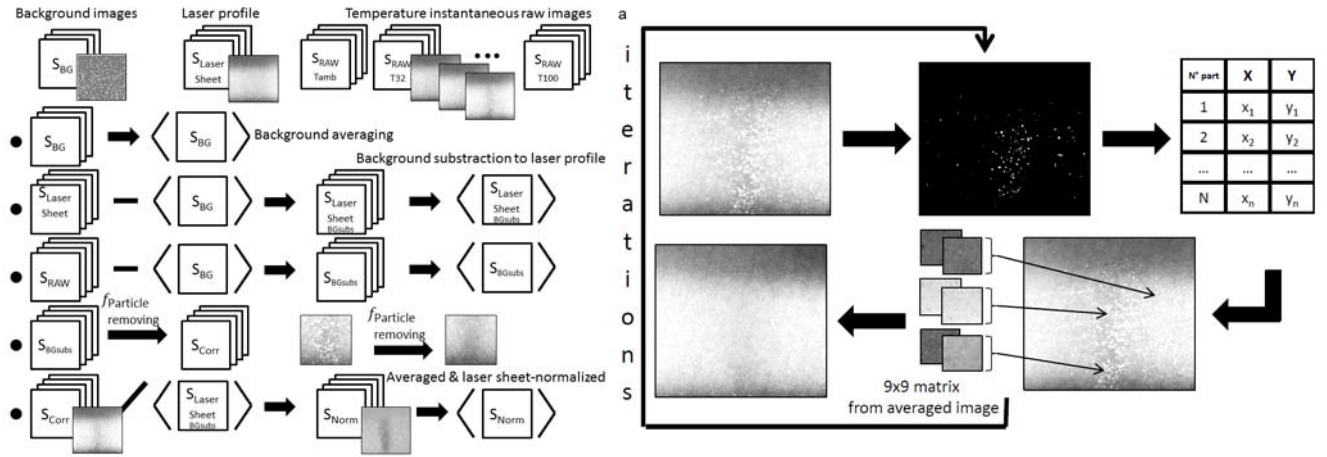
In order to remove them, a filter has been developed. First, an averaged image from background-subtracted raw images is computed. Particles disappear in the process, as 150 images suffice to eliminate them; statistically speaking, air flow prevents parasite particles from remaining at the same spots on successive images. A detection filter, usually used in PIV techniques, is then applied to the instantaneous images to localize Mie interfering bright particles. Finally, a 9x9 matrix is extracted from the averaged image, at the  $x/y$  position of the center of the particle, and replaced in the instantaneous image so as to hide the particles. This process is iterated until complete disappearance of any interfering particle. Instantaneous images were thereby cleaned of all bright particles. Figure 218b details the different steps needed for the removing algorithm.

The impact of these particles on temperature measurement - they induce a shadow in the laser sheet as well as energy loss and bias in temperature measurement - will be discussed below.



**Figure 219** - Standard Deviation profiles at  $\frac{X}{D} = 3$  after median filter with a 5x5 window and Wiener filters with different windows. Gain at 200, integration time 80ns, flow at 100 °C.

**A.6.4.0.3 Noise reduction** Adaptive Median and Wiener filters are used to in-



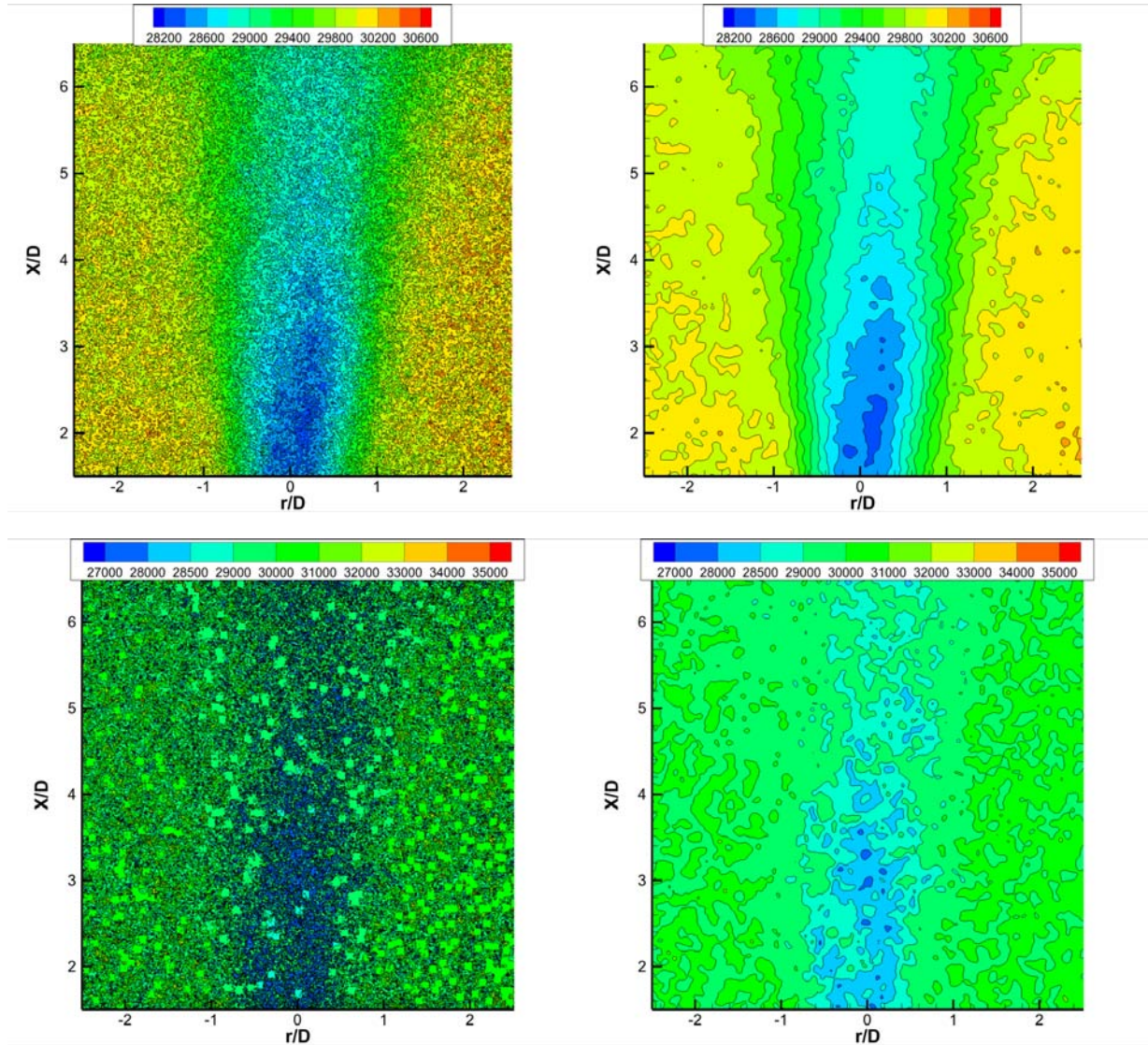
**Figure 218 - a** (Left) Summarized image post-processing. At the end of this process, images can be converted to temperature. **b** (Right) Illustrated functioning of the parasite particles removing filter.

crease SNR. Median filter is known to be efficient in removing "salt and pepper" noise [67, 92], which is inevitable when using high gains for image intensification. Wiener filter is known to conserve details and contrasts while reducing overall noise. Typically, both are simultaneously used to improve results [61]. That said, effectiveness is a function of the windows chosen for each filter. To prevent excessive smoothing, Median filter window is fixed at  $5 \times 5$ , which is sufficient when salt and pepper noise is low [92]. For the Wiener filter, multiple windows were tested to establish which represented the best compromise between noise reduction, loss of information and creation of artifacts: Wiener filters with different windows were applied on a jet image and standard deviation was calculated. Extracted profiles (at  $\frac{X}{D} = 3$ , gain equal to 200, integration time equal to 80 ns,  $T=100^\circ\text{C}$ ) were compared, as shown in Figure 219. Beyond a window of  $9 \times 9$ , smoothing is considerable and yet peaks appear, which are not visible on the calculated standard deviation of the non-Wiener-filtered image, and are consequently induced by filtering. The combined effect of median  $5 \times 5$  and Wiener  $9 \times 9$  filters versus non-filtered image is shown in Fig-

ure 220. At this point, images have not yet been converted to temperature fields, which will be discussed in the next section.

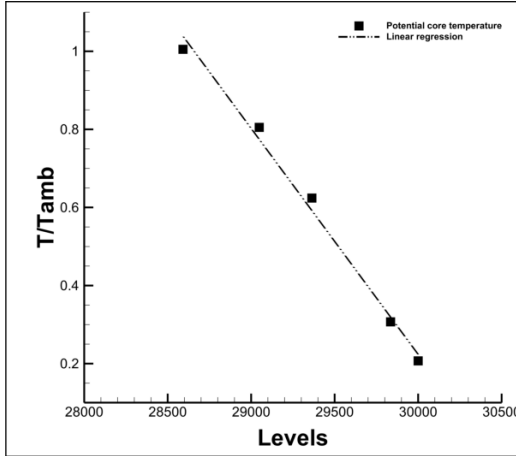
#### A.6.4.0.4 Temperature conversion

The temperature measured in the potential core of the jet at different temperatures is plotted against the averaged levels extracted from the images of the batch. As Rayleigh scattering intensity is a function of inverse temperature, a typical decay curve should be seen. But since the temperature range investigated is quite small, a portion of the curve can be considered as linear, and linear regression on the curve consequently gives an equation allowing for temperature conversion. Each measurement of an image batch with a defined camera gain and integration time has its specific equation. Figure 221 shows the plotted curve and compares it to linear regression, which is then applied to each pixel of the processed images. Temperature-converted images, from averaged and instantaneous measurements at  $100^\circ\text{C}$  and  $80^\circ\text{C}$ , are shown on Figure 222. Accuracy on temperature values and adequacy with literature or classic measurement techniques will be discussed in



**Figure 220** - Gain equal to 200, time integration equal to 80 ns, flow at 100 °C. Figure **1a** (top left) shows averaged (150 images) post-processed image without median and Wiener filters applied. Figure **1b** (top right) shows same image with applied filters (Median filter 5x5 and Wiener 9x9). Figure **2a** and **2b** (below, respectively on the left and on the right) represent the same difference for an instantaneous image from the batch. Scale in levels on a 16bits range.





**Figure 221** - Normalized measured temperatures versus average levels in the potential core, and according linear regression. Gain at 200, time integration of 80 ns, 150-image batches

the next section, but we can already notice on averaged images the presence of the potential core and mixing layers.

#### A.6.4.0.5 Addressing concerns on laser absorption and particles' shadows

Removing particles by image post-processing is efficient and helps to visualize instantaneous images without parasites. But such particles induce a shadow in the laser sheet, thereby entailing a bias in temperature measurement.

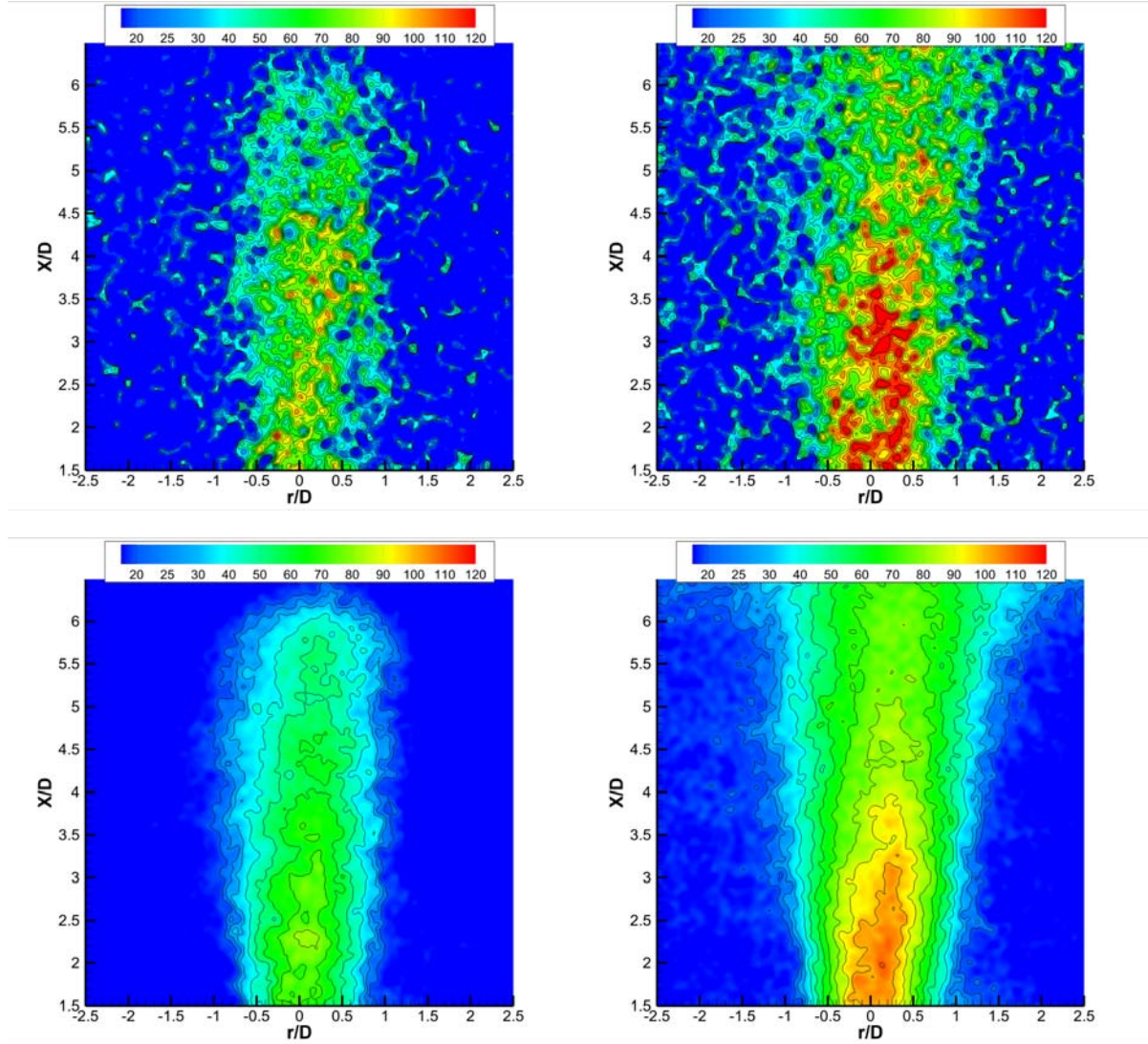
To address this issue, a process similar to the one used to detect bright particles was applied on 600 instantaneous images. Particles were identified and a disc of 9-pixel radius with all the pixels in its "shadow" (in the laser propagation direction) were removed from the instantaneous images. Figure 223a displays the resulting image. Images are then averaged pixel by pixel with removed zones excluded from the process. Each pixel is averaged from a sufficient number of images (minimum is 135) images from the 600 batch (see Figure 223b). Resulting averaged image is then corrected for laser sheet distribution, noise filtered, and finally converted to temper-

ature field. Standard equivalent temperature field (without shadow correction) is then subtracted from the shadow-corrected temperature field. Resulting image (Figure 223c) shows the impact of this correction on temperature measurement. Figure 223d and 223e show both temperature images (with and without shadow correction). Impact of this correction is obviously not negligible with variations around  $\pm 5^\circ\text{C}$  on the whole field inside or outside the jet. But it can also be seen that variations are not greater on the left side of the image, where most corrections are applied due to shadow removal (Figure 223b). Thus, differences between the two averaged temperature fields are clearly due to the lower count of images during averaging rather than to any underestimation of temperature due to particle shadows. As a result, in a preliminary approach the impact of particle shadows can be disregarded.

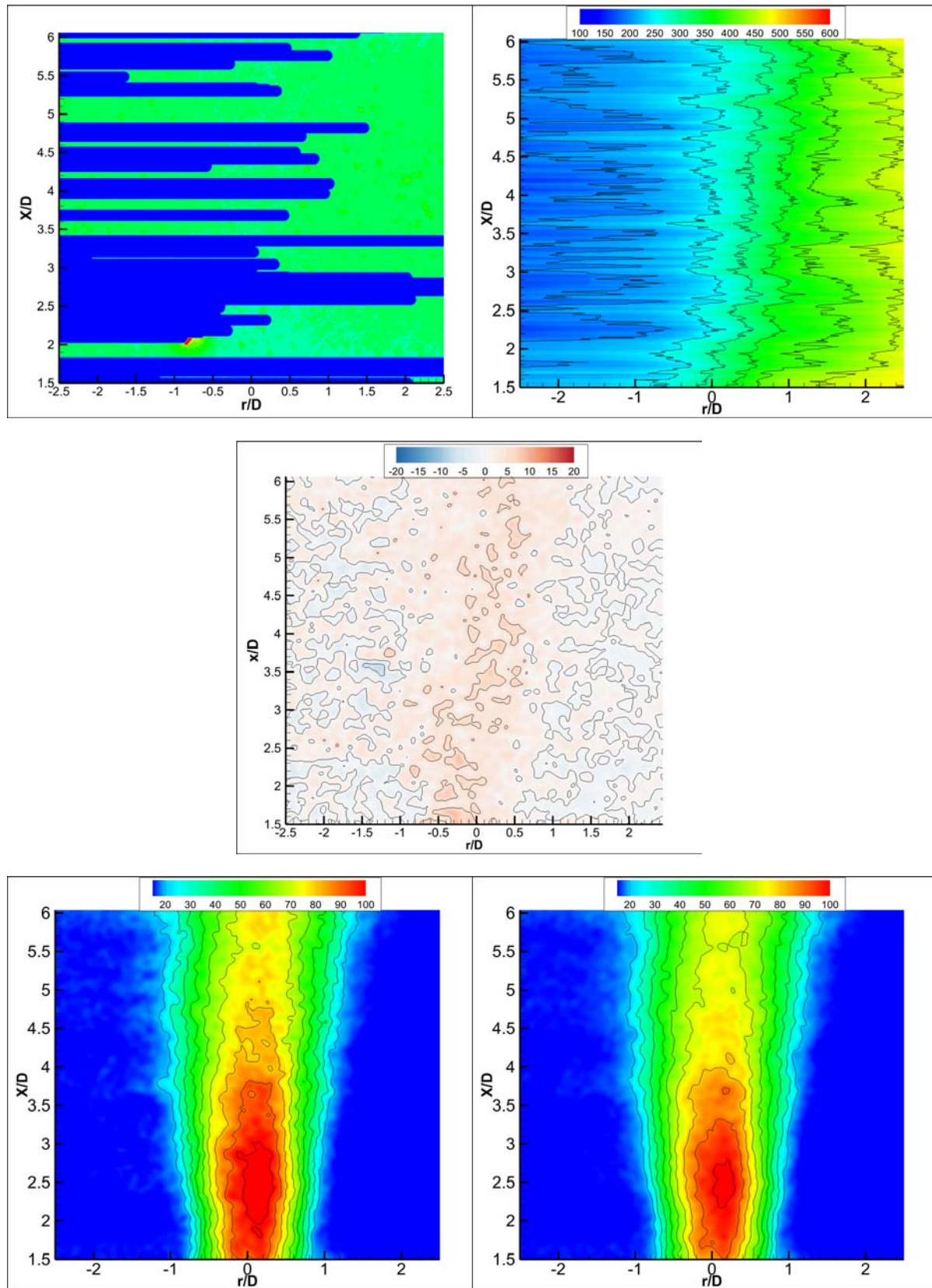
Laser absorption in air is also a concern in temperature measurement bias. When instantaneous images are normalized by laser sheet distribution, using averaged images without jet, laser absorption is not completely corrected in the jet area, as speed and temperature modify concentration and absorption. To evaluate how this bias can influence the measurements, it can be estimated using the following Beer-Lambert equation :

$$I = I_0 e^{(-\sigma l)} \quad (70)$$

Air absorption cross-section at 308 nm cannot be found in literature, nor can that of Nitrogen. But Oxygen cross-section is known to be  $4.31 \cdot 10^{-25}$  at 308 nm, and it is the most absorbent gas in air for this UV wavelength. In the laser propagation direction, the visualized area measures 83 mm. In quiescent air (as in the laser sheet-only configuration),  $I = 0.9981 I_0$  which corresponds to a  $\pm 2.3^\circ\text{C}$  maximum variation in temperature. In our case, it represents around 2% uncertainty in measurements across the imaged area. Considering how



**Figure 222** - Scale is in Celsius degrees. 150-image batch, gain equal to 200, time integration equal to 80 ns. Figure **1a** (top left) represents instantaneous measurement at 80 °C. Figure **1b** (top right) represents instantaneous measurement at 100 °C jet. Figure **2a** (bottom left) shows averaged (150 images) fully post-processed image at 80 °C, while Figure **2b** (bottom right) shows jet flow at 100 °C.



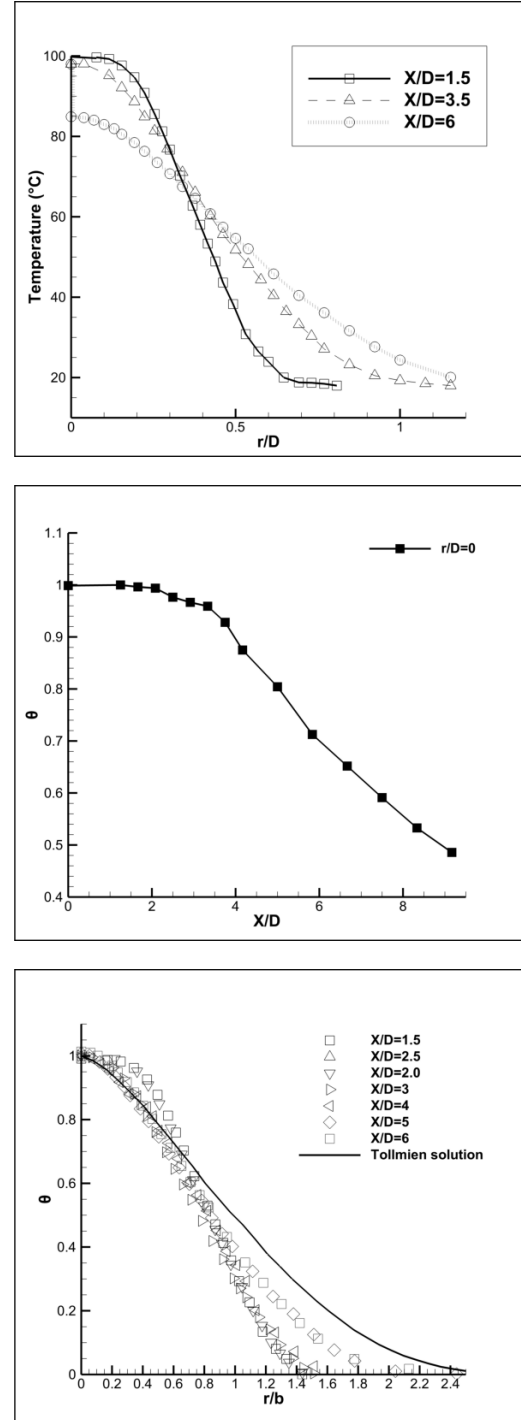
**Figure 223** -  $T_{jet}=100\text{ }^{\circ}\text{C}$ , 600-image batch, gain equal to 180, time integration equal to 80 ns. Figure 11a (top left) shows resulting instantaneous image after process removing particles shadows. Figure 11b (top right) shows the number of images used for averaging on each pixel. Figure 11c (center) illustrates differences in temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) between figures 11d (shadow corrected) and 11e (standard process), respectively on left and on right in the bottom row.

difficulty it is to obtain temperature fields with gradients of 100 °C, it can be assumed, in a first approach, that laser intensity variation in the imaged area may be disregarded.

### A.6.5 Comparison and discussion

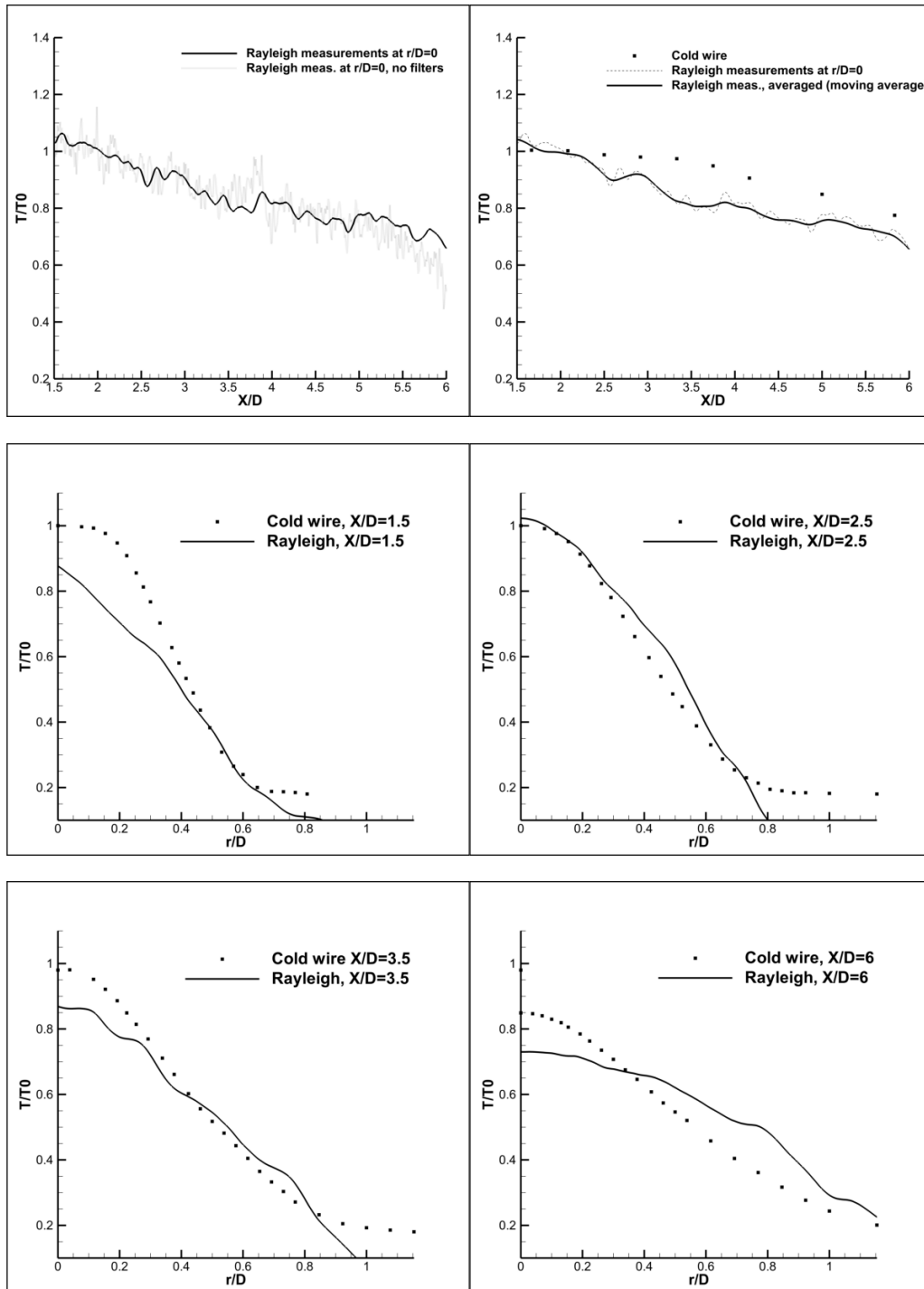
**A.6.5.0.6 Cold wire profiles** Using a cold wire IFA 300 setup as a thermometer, the free jet was analyzed to obtain temperature profiles at multiples distances  $X/D$  from the exit nozzle. Profiles were extracted from the 100°C jet and sampled at 4kHz over 6 seconds for each point. Resulting averaged temperature shows a maximum standard deviation of 2% . Details can be seen in Figure 224, as well as the temperature along the jet nozzle ( $r/D = 0$ ). Most distant profiles from the nozzle ( $X/D = 5$  and  $X/D = 6$ ) are consistent with Tollmien solutions for a circular jet [93], which is coherent as Tollmien solutions are valid for fully-developed jets (Figure 224c). In the next section, these profiles will be normalized to be compared with profiles extracted from previously shown final averaged temperature images of the jet.

**A.6.5.0.7 Comparison and discussion** Temperatures along the jet nozzle ( $r/D = 0$ ) and profiles at distances from the exit ( $X/D$  ranging from 1.5 to 6) were extracted from the final averaged image of the jet at 100 °C (150 images, gain 200, integrating time of 80ns). Having been normalized, these curves are shown on 225, with cold wire measurements for comparison. Figure 225a shows that even if Rayleigh measurements are highly impacted by noise, there is agreement with the cold wire temperature profile along the nozzle centerline. Dashed curve, extracted from a single pixel along the  $r/D = 0$  profile presents significant noise, which can



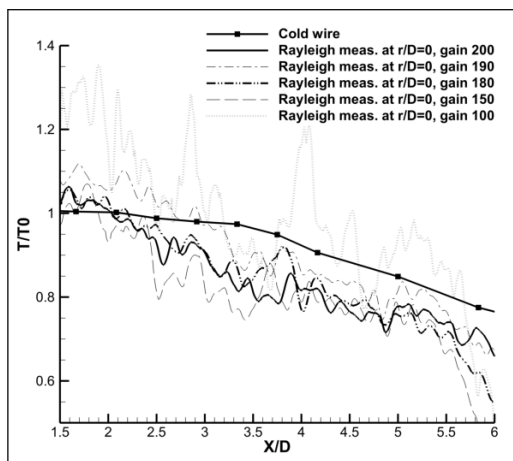
**Figure 224 - a** (Top) Temperature profiles at  $X/D=1.5, 3.5$  and  $6$ , acquired using cold wire anemometry. Jet at 100°C. **b** (Center) Temperatures along the nozzle exit direction ( $r/D = 0$ ). **c** (Bottom) are Tollmien solutions for temperature profiles plotted against measurements with cold wire

be lowered by using moving average on the same profile (solid curve on Figure



**Figure 225 -** Figure a (Top left) displays impact of filtering on normalized temperature profile ( $r/D = 0$ ). Figure b (Top right) displays normalized temperature measurements in the nozzle direction, with cold wire and Rayleigh imaging (extracted profile at  $r/D = 0$ ). Figures c to f show comparison between normalized temperature profiles obtained with cold wire and profiles extracted from the finale image of the averaged 100 °C free jet.

225a). But the most important step to be taken to reduce noise impact on measurement remains filtering, as previously shown in Figure 220a and in Figure 225b. Rayleigh measurements still present underestimation of temperature, which is presumably due to inadequate correction of the Rayleigh signal. The same applies to profiles from Figures 225c to 225f, where it is obvious that Rayleigh measurements underestimate temperature. However, results are consistent with cold wire profile shapes at various distances from the nozzle and with the Tollmien solutions for a circular turbulent jet [94]. Lower gains tend to reduce temperature underestimation, but at the expense of signal strength and precision. In fact, lowered gain directly enhances comparison with cold wire measurements for  $2.5 \leq X/D \leq 6$  i.e. in the jet development area, but overestimates the core flow. Lower gain provides fewer signals and less sensitivity to Rayleigh scattering and as a result, noise is greatly enhanced while the filtering procedure cannot ensure acceptable values, as shown in the Gain 100 curve in Figure 226.



**Figure 226** - Impact of camera gain on temperature measurements, with filtering, at  $r/D = 0$ . Curves are plotted with cold wire measurements for comparison.

### A.6.6 Conclusions and perspectives

In this study, the basic set-up of low-temperature Planar Laser Rayleigh Scattering is detailed and it has been shown that reasonably accurate measurements are feasible, without a high-complexity set-up and with appropriate filtering and adequate choice of laser source and camera. The main advantages of this technique are as follows.

- Averaged (and possibly instantaneous in the future) temperature fields of a significant area of interest (up to  $5 \times 5$  cm in our case), even at temperatures under  $100^\circ\text{C}$ .
- No need for any tracer or special gas, as in PLIF or similar techniques.
- Adequate filtering allows for simple setup (particles in suspension and other parasites are effectively removed in post-processing) and contrast enhancing (thanks to median and Wiener filtering).
- The process is non-intrusive and can be applied to set-ups where intrusive measurements are not an option.

If we acknowledge that instantaneous measurements still need development, and especially an increase in laser energy or camera sensitivity in order to be fully viable, PLRSI is already usable out-of-the-shelf for many applications regarding averaged temperature fields. Adequate filtering allows for good agreement with cold wire measurements, which validates the feasibility of this technique.

Improvement in laser sheet homogeneity (with a beam homogeneizer, for example) could result in even better images and more accurate temperature fields. In addition, increases in energy or lower laser wavelength could improve results and measurements at higher temperatures (above

100 °C). Finally, the image processing discussed in this paper can be almost immediately applied to the other laser imaging technique (PLIF), with potentially better results on account of higher signal levels.





## Résumé

La métrologie non-intrusive est une composante essentielle de la recherche expérimentale en mécanique des fluides. La connaissance instantanée des champs de vitesse et de température apportent des informations essentielles à la compréhension des phénomènes instationnaires aérothermiques. Toutefois, si les mesures de vitesses sont aisément réalisées, l'obtention de champs de température s'avère plus complexe. L'une des voies étudiées pour y parvenir est la Fluorescence Plane Induite par LASER, ou PLIF. Son principe repose sur l'acquisition de signaux lumineux de fluorescence, dépendants de la température, consécutifs à l'excitation du milieu par un faisceau LASER intense. En particulier, la PLIF acétone à deux longueurs d'onde emploie l'acétone comme traceur fluorescent et deux LASER comme source d'excitation pour s'affranchir de la dépendance en concentration en acétone. Toutefois, selon la longueur d'onde, l'énergie LASER ou la gamme de température explorée, la PLIF-2 $\lambda$  peut s'avérer difficile à mettre en œuvre du fait d'un manque de sensibilité, lié à un signal de fluorescence trop faible. Dès lors, plusieurs étapes correctives visant à améliorer le rapport signal-sur-bruit peuvent être mises en œuvre. Le présent travail s'intéresse ainsi à déterminer la pertinence de cette méthode métrologique dans la qualification aérothermique d'un écoulement de convection mixte autour d'un cylindre chauffé, en couplant la PLIF-2 $\lambda$  à la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Le montage expérimental est détaillé, ainsi que les processus correctifs et l'étalonnage mis en place pour la PLIF. Les résultats expérimentaux sur le cylindre chauffé sont ensuite présentés et comparés aux travaux de la littérature, puis un modèle de la fluorescence et des caméras employées est élaboré pour permettre d'estimer la précision atteignable en pratique selon la longueur d'onde, l'énergie LASER, la concentration et les caméras, et ainsi rendre possible la présélection des équipements nécessaires aux travaux futurs.

**Mots-clés :** Acétone, Thermométrie, Thermographie, Vélocimétrie par images de particules, Mesure, Chaleur-Convection, Echauffement aérodynamique, Ecoulement instationnaire (Dynamique des fluides), Fluorescence induite par laser

---

## Abstract

Non-intrusive metrology is essential in experimental fluid mechanics experiments. In particular, simultaneous acquisition of instantaneous velocity and temperature fields offers valuable insights in instationary aerothermal behaviours. However, if instantaneous velocity fields can be acquired quite easily using the Particles Image Velocimetry technic (PIV), instantaneous temperature fields are much more complex to obtain. Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) is one of the technics allowing such a measurement. The emitted LASER light induces excitation of acetone molecules, the tracer in the studied air flow. Then, the fluorescence following de-excitation, which is temperature-dependant, is recorded. In particular, 2 $\lambda$ -PLIF uses dual wavelength LASER excitation to remove acetone concentration dependency in the measurement. Yet, depending of the wavelengths, the LASER energy or the temperature range investigated, using 2 $\lambda$ -PLIF can be difficult due to a very low temperature sensitivity and very dim fluorescence. To solve thoses issues and improve signal-to-noise ratio, acquired images can be corrected according to different parameters in an interative process. Present work is dedicated to evaluate efficiency of corrected 2 $\lambda$ -PLIF applied to the study of a mixed convection flow around a heated cylinder in the 20-300 C temperature range. The goal is to obtain aerothermal qualification of the flow thanks to simultaneous 2 $\lambda$ -PLIF and PIV. In the present work, experimental bench is detailed as well as the calibrating and correcting process of the 2 $\lambda$ -PLIF. Then, experimental results are discussed and confronted to results from litterature. Finally, a model of the fluorescence and camera-generated noise is discussed and used to generate simulated fluorescence images and determine the impact of all parameters (wavelengths, LASER energy, acetone concentration and camera intensification gain) on the measurement precision and thus enable adequate choice of equipments for next experiments.

**Keywords :** Acetone, Temperature measurements, Thermography, Particle image velocimetry, Mensuration, Heat-Convection, Aerodynamic heating, Unsteady flow (fluid dynamics)